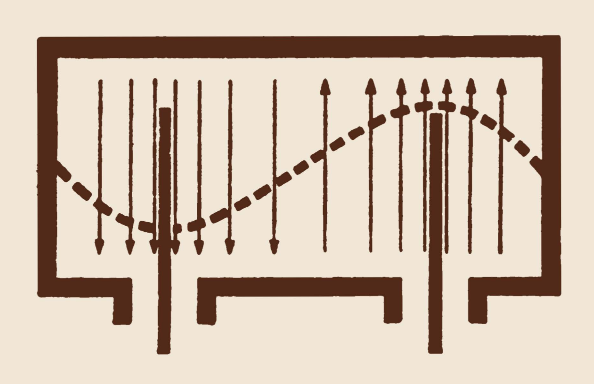


Д. А. КОНАШИНСКИЙ и С. Я. ТУРЛЫГИН

ВВЕДЕНИЕ В ТЕХНИКУ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТ





ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ

1. В природе нет такой среды, которой не было бы свойственно волнообразное движение.

2. Временная или непрерывно изменяющаяся от положительного до отрицательного своего значения деформация среды, т. е. ее колебания, происходящие в каком-нибудь ее месте, последовательно передается в виде волн во все другие ее точки с определенной скоростью v.

3. Основной, самой существенной величиной всякого колебания является его период T—время, затрачиваемое на совершение одного полного цикла колебания. По периоду T определяется число циклов в секунду — число периодов f (герцы): $f=\frac{1}{T}$, и круговая частота $\omega=2\pi f$. Длина волны λ есть путь, пройденный за время T:

$$\lambda=vT.$$

4. Период T всякой колеблющейся системы зависит от колеблющейся ее массы и от ее упругости. Так, для пружинного маятника (груз, подвешенный к пружине) имеем:

$$\omega=\frac{2\pi}{T}=\sqrt{\frac{c}{m}},$$

где c — коэффициент упругости и m — масса ($p=cx$, где p — сила, растягивающая пружину, и x — растяжение); для математического маятника $\omega=\sqrt{\frac{g}{l}}$, где g — ускорение силы тяжести и l — длина маятника; для контура, составленного из катушки индуктивности L (генри) и емкости C (фарады) $\omega=\sqrt{\frac{1/C}{L}}$, так как L эквивалентно массе, а $1/C$ — упругости.

5. Сумма кинетической и потенциальной энергии в колеблющейся системе (консервативной, не рассеивающей энергии в пространство) является величиной постоянной.

6. При синусоидальных колебаниях положение частицы определяется величиной $x=x_0 \sin\omega t$, где x_0 — амплитуда колебания. Тогда скорость $v=\frac{dx}{dt}=\omega x_0 \cos\omega t$ и ускорение $a=\frac{d^2x}{dt^2}=-\omega^2 x_0 \sin\omega t$. Так как действующая сила (в данном случае—сила упругости) должна быть пропорциональна ускорению, то можно сказать, что при колебаниях системы (при одинаковых x_0) развивающиеся в системе усилия пропорциональны квадрату частоты; $P=\omega^2 x_0$, т. е. резко возрастают с частотой.

7. Простейшее колебание частицы—вдоль по прямой. В общем виде колебания могут происходить одновременно вдоль каждой из координатных осей XYZ. Результирующие смещения, скорости и ускорения находятся по правилу сложения векторов. При колебании в плоскости траектория движения будет эллипсом (эллиптическая поляризация), который может быть, как частный случай, кругом (круговая поляризация) или прямой (прямолинейная поляризация).

8. Скорость распространения волнообразного движения v в любой среде зависит от ее плотности δ и упругости E: $v^2=E/\delta$.

При поглощении средой энергии волн скорость их движения v начинает зависеть от их периода T: наступает „дисперсия“ волн.

См. продолжение на стр. 3 обложки.

МАССОВАЯ РАДИО БИБЛИОТЕКА

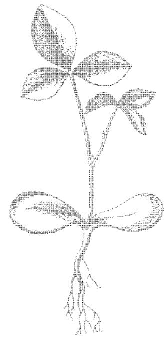
ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ АКАДЕМИКА А. И. БЕРГА

Выпуск 95

Д. А. КОНАШИНСКИЙ и С. Я. ТУРЛЫГИН

ВВЕДЕНИЕ В ТЕХНИКУ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Рекомендовано Управлением технической подготовки центрального комитета Всесоюзного совета добровольного общества содействия армии в качестве пособия для радиоклубов







ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

МОСКВА 1951 ЛЕНИНГРАД

Книга дает в сжатом виде перечень главных свойств электромагнитных волн ультравысоких частот и той аппаратуры, которая применяется при их эксплоатации. В книге не приводится расчетных формул и проектных чертежей деталей, а выясняется лишь сущность явлений и даются примеры выполненных установок.

Книга рассчитана на широкий круг читателей.

СОДЕРЖАНИЕ

Редактор *А. А. Куликовский* Техн. редактор *Г. Е. Ларионов*

Сдано в набор 12/VII 1950 г. Подписано к печати 29/I 1951 г.

Бумага $82 \times 108^1/_{32}$=2 бумажных—6,56 п. л. Уч.-изд. л. 7,2

Т-00464 Тираж 41 000 экз. Заказ 216

Типография Госэнергоиздата, Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Прежде чем начать непосредственное рассмотрение вопросов, относящихся к ультравысокой частоте, следует отметить некоторые общие вопросы, касающиеся электромагнитного поля.

Читателю, вероятно, знакомо электростатическое поле. Таким названием мы именуем пространство с распределенными в нем электрическими силами, вызванными каким-нибудь неподвижным зарядом. Направление этих электрических сил в разных точках поля совпадает с направлением непрерывных линий, которые начинаются у положительного заряда и кончаются у равного ему отрицательного заряда. Эти линии называются силовыми линиями и позволяют удобно характеризовать поле. Простейшим примером электрического поля является поле в зазоре заряженного плоского конденсатора, емкость C которого определяется формулой $C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}$, где S — поверхность каждой из пластин (обкладок) в *см*^{2}; d — длина зазора между ними в *см*; ε — коэффициент диэлектрической индуктивности. Пусть разность потенциалов (напряжение) между пластинами конденсатора равна U. Считая поле однородным, т. е. предполагая, что в зазоре плоского конденсатора силовые линии прямолинейны, направлены перпендикулярно пластинам — обкладкам — и во всех точках распределены равномерно (влияние концов пластин мы считаем устраненным), мы можем легко определить напряжение между двумя точками, лежащими на одной силовой линии на расстоянии в 1 *см* друг от друга.

Так как напряжение U распределено по толщине зазора конденсатора равномерно, то интересующая нас величина напряжения, приходящегося на расстояние в 1 *см*, вдоль направления силовой линии будет равна: $E = \frac{U}{d}$. Эта ве-

личина называется напряженностью электрического поля.

Одним из самых важных случаев, с которым нам всегда приходится иметь дело, является конденсатор в «пустоте» (т. е. в полнейшем вакууме). Такой совершенный вакуум неосуществим, но любой вакуум (и даже газ при нормальном давлении) содержит настолько малое количество вещества в виде молекул или атомов, что влияние их на электрические процессы крайне ничтожно. Кроме того, мы всегда можем (и даже должны) рассматривать поле в каком-либо веществе состоящим из двух частей: из электрического поля в полнейшем вакууме, в «пустоте», и из электрического поля в атомах и молекулах этого вещества, причем главную роль будет играть первое из них.

При полном отсутствии в «пустоте» вещества в виде атомов или молекул ее коэффициент диэлектрической индуктивности $\varepsilon = 1$.

Диэлектрическая индуктивность ε вещества всегда превышает единицу. Поэтому если измерить емкость конденсатора с вакуумом в зазоре, а затем внести в него какой-либо вещественный диэлектрик, то емкость конденсатора увеличится за счет увеличения величины ε.

Эффект увеличения емкости является результатом того, что диэлектрик под влиянием электрических сил подвергается электризации. Это означает, что заряды, входящие в состав атомов диэлектрика, под действием электрических сил смещаются, создавая дополнительное электрическое поле. Положительный и отрицательный заряды в диэлектрике при этом полностью не уходят друг от друга; они только отодвигаются один от другого на некоторое, весьма малое расстояние x, существуя всегда парами — диполями. Диэлектрик, как говорят, поляризуется. Вводя механические термины, мы говорим, что каждый диполь обладает моментом $p = ex$, где e — величина (положительного или отрицательного) заряда диполя.

Способность диэлектрика поляризоваться оценивается так называемым коэффициентом электризации k, который связан с коэффициентом диэлектрической индуктивности ε простой зависимостью: $\varepsilon = 1 + 4\pi k$, или $k = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}$. Отсюда видно, в частности, что если $\varepsilon = 1$, то $k = 0$. Этот случай соответствует «пустоте»; поскольку там не имеется никаких зарядов, то поляризуемостью «пустота» не обладает.

Степень поляризации диэлектрика можно выразить иначе посредством величины P, которая представляет собой плотность распределения моментов p в пространстве, т. е. P равно сумме моментов p отдельных диполей, заключенных в единице объема. В телах однородных, где коэффициент электризации одинаков во всех точках, P пропорционально напряженности поля: $P = kE$, здесь k — коэффициент электризации.

Мы знаем, что заряд на каждой из пластин конденсатора равен $Q = C \cdot U$. Разделив заряд Q на площадь пластины S, можно получить плотность заряда σ, т. е. величину заряда, находящегося на площади в 1 *см*², $\sigma = \frac{Q}{S} = \frac{\varepsilon SU}{4\pi dS} = E \cdot \frac{\varepsilon}{4\pi}$. Если конденсатор находится в пустоте, имеющей $\varepsilon = 1$, то плотность заряда $\sigma_{пуст} = \frac{E}{4\pi}$. Для конденсатора с вещественным диэлектриком заменим в выражении σ величину ε через $1 + 4\pi k$. Тогда

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} (1 + 4\pi k) = \frac{E}{4\pi} + kE;$$

здесь $\frac{E}{4\pi} = \sigma_{пуст}$, а $kE = P$ и

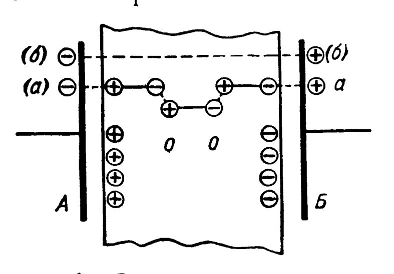
$$\sigma = \sigma_{пуст} + P.$$

Таким образом, величина P есть дополнительная плотность заряда на пластинах, обусловленная поляризацией диэлектрика. Это явление иллюстрирует фиг. 1, где видны цепочки диполей и дополнительные заряды, появляющиеся на пластинах при поляризации, величина которых пропорциональна k.

Электрическое поле есть особое состояние материи в пространстве, окружающем заряд. Какова структура этой материи, этого полностью мы еще не знаем. Известно лишь, что если в поле нет атомного вещества, то поляризации в нем нет ($k = 0$), что на границах его имеются заряды с плотностью $\frac{E}{4\pi}$, находящиеся на проводящих пластинах конденсатора, что в каждом куб. сантиметре поля в вакууме имеется энергия, равная $\frac{E^2}{8\pi}$ (соответственно в диэлектрике плотность энергии равна $\frac{\varepsilon E^2}{8\pi} = \frac{2\pi\sigma^2}{\varepsilon}$). Действующие в поле силы

направлены так, как если бы силовые линии были растянуты по длине и сжаты «с боков», благодаря чему они стремятся сократиться и взаимно оттолкнуться. В статическом электрическом поле нельзя получить силовой линии, которая не оканчивалась бы зарядом.

Если в зазор между пластинами конденсатора параллельно им поместить весьма тонкую пластинку металла, то этим мы разобьем поле на две части. На пластинке тотчас же появятся положительные и отрицательные заряды, возникшие под влиянием поля. Силовые линии поля, прерванные пластинкой, будут заканчиваться этими зарядами с одной стороны пластинки и начинаться с другой ее стороны. Кроме того, в статическом поле нельзя получить электрической силовой линии, наклонной к поверхности проводника. В противном случае составляющая электрической силы, направленная вдоль проводящей поверхности, вызовет в ней перемещение зарядов, которое будет изменять поле до тех пор, пока силовые линии не окажутся перпендикулярными проводящей поверхности.



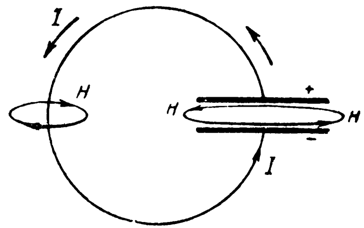
Фиг. 1. Схема поляризованного диэлектрика, находящегося в зазоре конденсатора.
а — цепочка диполей; *б* — силовая линия, проходящая между диполями непосредственно от пластины к пластине.

Представим теперь, что пластины конденсатора мы замкнули между собой проводником (фиг. 2). Тогда по этому проводу разноименные заряды начнут перемещаться друг к другу, стремясь расположиться возможно ближе один к другому. В проводе получится движение зарядов, т. е. электрический ток. Напомним, что он измеряется числом кулонов, протекающих в 1 сек. через сечение проводника, перпендикулярное к направлению движения зарядов. Это число кулонов в секунду мы называем силой тока в амперах.

Основным свойством всякого движущегося заряда, т. е. электрического тока, является его неразрывная связь с магнитным полем, появляющимся вокруг него. Магнитное поле является неотъемлемым свойством всякого электрического тока, причем магнитное поле подобно электрическому может существовать как в «пустоте», так и в веществе.

Если ток течет по длинному прямолинейному проводу, то магнитные линии представляют собой концентрические круги, охватывающие проходящий в их центре провод (фиг. 3).

Что же происходит в конденсаторе с пустотой в зазоре? Опыт показывает, что как в зазоре, так и вокруг него возникает такое же магнитное поле, которое охватывает зазор так же, как оно охватывает провод. Это магнитное поле в зазоре получается таким, каким оно было бы если бы весь ток, текущий в данный момент в проводе, замыкался



Фиг. 2. Магнитное поле в зазоре (диэлектрике) конденсатора и вокруг проводов при изменении заряда конденсатора.

Фиг. 3. Схема расположения магнитного поля вокруг длинного провода с током.

бы через зазор конденсатора. В действительности этот ток изменяет заряды на пластинах конденсаторов, и между пластинами имеется только электрическое поле, которое постепенно исчезает по мере стекания зарядов с пластины на пластину. Таким образом, *изменяющееся электрическое поле ведет себя тождественно току и создает вокруг себя магнитное поле*. Изменяющееся электрическое поле в пустоте получило очень неудачное название «тока смещения», хотя в нем ничто не смещается и ничего не течет. Измеряется ток смещения амперами, как и обычный ток. Наша цепь, состоящая из конденсаторных пластин, непроводящего зазора и проводящих проводов, оказывается, таким образом, вполне замкнутым кольцевым путепроводом для тока, который в проводах представляет собой обычный ток движущихся зарядов, а в зазоре — ток смещения. Что же касается тока смещения в вещественном диэлектрике, то его следует рассматривать как сумму тока смещения в пустоте и тока от перемещения зарядов диполей в веществе под влиянием

изменяющегося электрического поля. Первый из этих токов играет доминирующую роль, так как вещество вообще, а диэлектриков, в частности, весьма ажурно: напомним, например, что электроны и протоны человеческого тела находятся на таких относительно больших расстояниях один от другого, что если бы удалось их приложить вплотную друг к другу, то они заняли бы ничтожный объем — меньше одной миллионной *мм*³.

Изложенные свойства переменного электрического поля, а также явления индукции при переменном магнитном поле имеют место решительно при всех известных частотах, и если при крайне высоких из них, например при частоте видимого света и выше, мы встречаемся с дополнительными явлениями, то причина их проистекает от структурных свойств вещества, резонансных свойств электронов и т. п., которые как раз и проявляются при столь высоких частотах. Ниже мы будем отмечать моменты, относящиеся сюда (например, аномальную дисперсию, ряд явлений дифракции и т. п.). Однако в целом ряде случаев несколько необычные приемы ультравысокочастотной техники по сравнению с техникой более низких частот возникают только лишь из-за общего сокращения геометрических размеров, а особенно — сокращения непропорционального, между длиной волн и размерами тех предметов, с которыми «сталкиваются» волны при своем движении (препятствия, аппараты и т. п.).

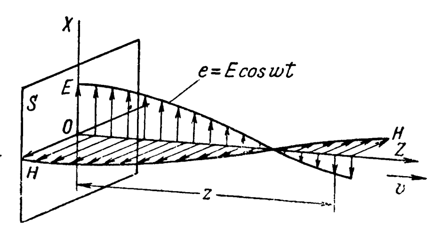
Техника ультравысоких частот (УВЧ) во многом отличается от обычной «длинноволновой» радиотехники. Однако в подавляющем большинстве случаев это отличие не является принципиальным и основывается лишь на необходимости учитывать такие детали явлений, которые в технике более низких частот роли не играют.

Перейдем к рассмотрению свойств электромагнитной волны, подчеркивая главным образом те ее особенности, с которыми особенно часто приходится сталкиваться на практике.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Электромагнитная волна есть процесс, в котором принимают участие переменные электрические и магнитные поля. Если в каком-либо проводе происходят колебания электрических зарядов, то между отдельными точками провода возникает переменное электрическое поле, а вокруг провода — переменное магнитное поле. Таким образом, наш провод создает переменные взаимно связанные — электрическое и магнитное — поля. Появившись в одной точке пространства, эти поля путем индукции распространяются на смежные точки, и, таким образом, процесс формирования этих полей, начавшийся вблизи провода, постепенно захватывает точку за точкой все пространство, по которому начинает распространяться электромагнитная волна.



Фиг. 4. Расположение электрического и магнитного полей (напряженности полей E и H) в электромагнитной волне.

Пусть в какой-нибудь плоскости S (фиг. 4) напряженность электрического поля равна величине E_s, которая изменяется во времени по закону $E_s = E_0 \cos \omega t$; тогда на расстоянии z *см* от плоскости S (по перпендикуляру к ней) напряженность будет определяться выражением

$$E_z = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{z}{v}\right).$$

Это выражение описывает тот же закон изменения E, который имеет место в плоскости S, но изменения происхо-

дят здесь с запаздыванием на время $t_0 = \frac{z}{v}$, в течение которого волна перемещается на расстояние *z см* от плоскости S, двигаясь со скоростью v. Действительно, если в какой-нибудь момент времени t_1 величина E_s равна $E_s = E_0 \cos \omega t_1$, то E_z будет иметь точно такую же величину в тот момент времени t, когда $t - \frac{z}{v}$ будет равно t_1. Следовательно, $t - \frac{z}{v} = t_1$, откуда $t = t_1 + \frac{z}{v}$, т. е. E_z достигнет той же величины, какую имеет E_s, с запаздыванием на $t_0 = \frac{z}{v}$.

Выражаясь другими словами, мы скажем, что то состояние процесса или та его фаза, которая наблюдается сейчас в начальной точке, окажется в точке z позже на время $\frac{z}{v}$. Скорость v в данном случае может быть названа скоростью распространения фазы или фазовой скоростью.

На той же плоскости S (фиг. 4) указаны и направления E и H. Обе силы E и H перпендикулярны друг к другу и к направлению своего движения. Мы имеем здесь одиночную волну, у которой E и H имеют совершенно ясно выраженные направления. Такая волна называется линейно поляризованной, или просто поляризованной. В физике плоскость xz, в которой лежит сила E, называется плоскостью колебаний, а плоскость yz, в которой лежит сила H,— плоскостью поляризации. В радиотехнике, напротив, плоскостью поляризации называют плоскость xz, где расположен вектор E. Возможна поляризация волны по кругу или по эллипсу, когда направления E и H вращаются параллельно плоскости xy, причем концы изображающих эти силы векторов описывают круг или эллипс. Наконец, возможен и такой случай, когда мы имеем смесь различных волн, когда E и H не имеют определенно выраженного направления, так как оно постоянно беспорядочно меняется. Такие волны называются неполяризованными. В технике применяются почти исключительно линейно поляризованные волны, какими мы и будем заниматься в дальнейшем.

Основной величиной, которая является главной характеристикой всякой волны, является период ее повторения T,

измеряемый в случаях электромагнитных волн малыми долями секунды.

Наряду с периодом T сек. чрезвычайно распространено также применение понятия частота $f = \frac{1}{T}$, единицей которой является герц. В тех случаях, когда не может возникнуть недоразумения, частотой сокращенно называют также величину $\omega = 2\pi f$, полное название которой—круговая частота.

Как период T, так, следовательно, и частота f для данной волны являются постоянными величинами. Генераторы радиоволн работают обычно на одной частоте и применяются очень тонкие и сложные методы, чтобы частота генератора была в высокой мере стабильна, не изменялась.

В процессе модуляции, например при телефонной работе, при тональной телеграфии и т. п. радиопередатчик генерирует и излучает уже целую серию волн разных частот. Однако каждая из этих составляющих волн всегда характеризуется своим неизменным периодом T, и свойства ее будут определяться именно этим ее периодом вне зависимости от присутствия остальных волн.

Отметим теперь основные свойства электромагнитной волны. Мы уже упоминали о скорости ее движения v. В «пустоте» скорость движения для волн любых частот одинакова и равна величине $v = c = 300\,000$ *км/сек.* В других непроводящих электричество средах (в совершенных диэлектриках), обладающих диэлектрической индуктивностью ε, скорость движения всех волн будет меньше и определяется выражением

$$v = c\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

Эта формула является общей для всех сред. Внося значение ε той среды, где распространяется волна, получим скорость волны в этой среде. Так, для «пустоты» $\varepsilon = 1$ и $v_{пуст} = c$; для воздуха при давлении $p = 1$ *ат* $\varepsilon_{возд} = 1{,}00059$ и $v_{возд} \approx c$ ($\varepsilon_{возд} = 1{,}055$ при $p = 100$ *ат*); для керосина $\varepsilon_{кер} = 1{,}96$ и $v_{кер} = 0{,}715c$. Приведенная формула совершенно верна для очень длинных волн. Фактически она сохраняет свое значение вплоть до волн в несколько

десятков микрон и сильно нарушается явлением аномальной дисперсии, о котором мы будем говорить ниже.

Отношение $\frac{c}{v}$ носит название коэффициента преломления. Очевидно, что коэффициент преломления n будет равен $n = \sqrt{\varepsilon}$.

Если мы знаем скорость движения волны, то знаем и длину волны λ, т. е. тот путь, который волна пройдет за время одного своего периода. Очевидно $\lambda = vT$, а в пустоте $\lambda_{пуст} = cT$. При переходе из пустоты в какую-либо среду или из одной среды в другую скорость движения волны и соответственно длина волны будут изменяться, тогда как частота f и период ее T сохраняются неизменными.

Длина волны одного и того же луча будет разной при прохождении им различных сред. Легко заметить, что $f = \frac{c}{\lambda_{пуст}}$.

Кроме понятия «длины волны» λ иногда применяется еще так называемое волновое число $N = \frac{1}{\lambda}$, указывающее число волн, располагающихся на отрезке в 1 *см*.

Радиотехнике, по существу, приходится иметь дело со всем спектром частот электромагнитных волн. Ею искусственно создаются и эксплоатируются волны длиной от нескольких миллиметров до десятков тысяч метров. Кроме того, на практике приходится учитывать влияние ультрафиолетовых волн на процессы распространения радиоволн, а также считаться с волнами электронными (теперь даже и протоновыми) при построении радиоламп. Спектр электромагнитных волн представлен на фиг. 5.

Все сказанное нами про скорость волны v относится лишь к тем случаям, когда волна движется в среде, не поглощающей энергии волны. В этих случаях при движении волны в диэлектрике возникает только упругое смещение электрических зарядов без заметного поглощения ими энергии.

Определим теперь величину того тока смещения, который протекает сквозь каждый кв. сантиметр площадки, расположенной перпендикулярно к направлению силы E. Для этого воспользуемся обычной формулой для определения силы тока, текущего через конденсатор.

Километры — Метры — мм — Микроны — Ангстремы — Иксы

λ: 3000 300 30 3 300 30 3 0,3 0,03 3 300 30 3 0,3 300 30 3 0,3 0,03

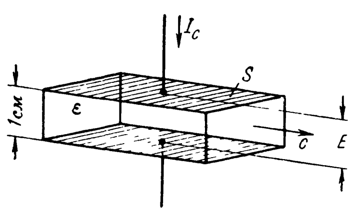
$f \cdot 1 = 10^0$ 10^1 10^2 10^4 10^6 10^8 10^{10} 10^{12} 10^{14} 10^{16} 10^{18} 10^{20} 10^{22}

Токи мозга
Технический ток
Токи нервов
Машины высокой частоты
Биологические токи
Промышленное применение
Медицина
Радиотехника
Связь
Длинные волны
Широковещание 1500 кгц
Промежуточные волны f=1500-6000 кгц
Короткие волны 30 мггц
Ультракороткие волны
Биологические волны
Неиспользованный диапазон
Инфра-красные лучи
Видимый свет
Ультра-фиолетовые лучи
Рентгеновские лучи
Летящие электроны
Гамма-лучи
Космические лучи

Единицы длины: 1 микрон = 0,001 мм; 1 ангстрем = 10^{-8} см; 1 икс = 0,001 ангстрема

Фиг. 5. Спектр электромагнитных волн.

Вырежем в пространстве, где проходит электромагнитная волна, параллелепипед (фиг. 6), верхняя и нижняя грани которого пусть будут перпендикулярны к направлению силы E и будут находиться между собой на расстоянии, равном 1 *см*. Очевидно, ничто в ходе процесса не изменится, если на этих гранях, перпендикулярных к линиям сил, мы расположим металлические обкладки, как у обычного конденсатора. Сделав это, мы превратим наш параллелепипед в привычный для нас простой конденсатор, емкость которого обозначим через C; напряжение между обкладками конденсатора в этом случае равно напряженности поля, которое пусть меняется по закону $e = E \sin \omega t$.



Фиг. 6. Схема конденсатора для расчета плотности тока смещения в волне и зарядов, наводящихся электрическим полем в металлических пластинах конденсатора.

Из электротехники известно, что если напряжение $U = d \cdot E$ на конденсаторе меняется по указанному закону, то через всю толщу конденсатора от обкладки к обкладке вдоль его зазора течет ток смещения, равный

$$i_C = \omega C d E \sin(\omega t + 90^\circ) = \omega C d E \cos \omega t;$$

здесь $\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{c}{\lambda}$;

c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*;

C — емкость конденсатора, равная $\frac{\varepsilon S}{4\pi d}$ *см*, где ε должно быть положено равным единице;

S — поверхность обкладок в *см*^{2};

d — толщина зазора конденсатора, равная $d = 1$ *см*.

Если, как обычно, ток выражать в амперах, напряжение dE — в вольтах, то C должно быть выражено в фарадах (F). Следовательно,

$$C = \frac{S}{4\pi d} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} F = \frac{S}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} F.$$

Таким образом, мы получаем, что сила тока смещения, приходящаяся на величину поверхности в S *см*^{2}, равна:

$$i_C = 2\pi \frac{c}{\lambda} \frac{S}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} E \cos(\omega t) = \frac{S E^{(\text{вольт})}}{60 \lambda^{(\text{см})}} \cdot \cos(\omega t).$$

Очевидно, амплитуда этого тока будет $I=\frac{SE}{60\lambda}$ *а*. Чтобы найти ток, текущий не через S *см*^{2}, а через 1 *см*^{2}, мы должны I разделить на S. Тогда получим так называемую «плотность» тока j, т. е. силу тока смещения, приходящегося на 1 *см*^{2} поперечного сечения диэлектрика:

$$j=\frac{I}{S}=\frac{E}{60\lambda}\ а/см^2.$$

Аналогичным образом мы можем найти величину заряда на обкладках конденсатора. Величина заряда $Q=EC$. Пользуясь вышеприведенной формулой $I=\omega CE$, находим $Q=EC=\frac{I}{\omega}$. Для плотности заряда, т. е. заряда на поверхности в 1 *см*^{2}, получим:

$$q=\frac{Q}{S}=\frac{j}{\omega}\ \frac{к}{см^2}=\frac{j}{\omega}\ \frac{1}{1{,}6\cdot 10^{-19}}\ \frac{электрон}{см^2},$$

так как каждый кулон содержит $\frac{1}{1{,}6}\cdot 10^{19}$ электронов (заряд электрона равен $1{,}6\cdot 10^{-19}$ *к*). Мы видим, что величина $Q=EC$ зависит только от напряженности электрического поля E и не зависит от его частоты f.

Теперь мы можем определить плотность тока смещения для любого, интересного для нас значения E. Сравним между собой четыре случая: два вида радиоволн с $\lambda = 1\,000$ *м* (100 000 *см*) и с $\lambda=10$ *см* при напряженности $E=10$ *мкв/м* $=10^{-7}$ *в/см* и две составляющие волны солнечного света с $\lambda=0{,}5$ *мк* (микрон) и $\lambda=0{,}2$ *мк* («видимый» свет и свет ультрафиолетовый). Энергия солнечного света такова, что каждую минуту на 1 *см*^{2} земной поверхности падает 3 малых калории, что равноценно 2 *квт/м*^{2}. Пользуясь формулой для энергии электрического поля

$$W=\frac{\varepsilon E^2}{4\pi}\ эрг/см^3,$$

найдем, что для солнечного света $E=9$ *в/см* (эффективных). Мы предполагаем в этом примере, что световой поток солнца весь состоит либо из волн с $\lambda=0{,}5$ *мк*, либо из волн с $\lambda=0{,}2$ *мк*. Пользуясь этими числами, определим плотность тока смещения для радиоволн

$$j_{\lambda=1\,000\,м}=\frac{1}{6}\cdot 10^{-13}\ а/см^2;\ j_{\lambda=10\,см}=\frac{1}{6}\cdot 10^{-9}\ а/см^2$$

и для солнечного света:

$$\bar{j}_{\lambda=0,5\ мк} = 3\,000\ a/см^2;$$

$$j_{\lambda=0,2\ мк} = 7\,500\ a/см^2.$$

Плотность (эффективного) заряда $Q = \frac{I}{\omega} = EC$ (выраженного в зарядах электрона) будет равна:

$$Q_{\lambda=1\,000\ м} = \sim \frac{1}{18}\ эл/см^2;\ Q_{\lambda=10\ см} = \sim \frac{1}{18}\ эл/см^2;$$

$$Q_{\lambda=0,5мк} \approx 5.10^6\ эл/см^2;\ Q_{\lambda=0,2мк} \approx 5\cdot 10^6\ эл/см^2.$$

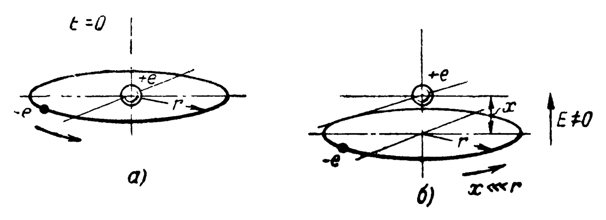
Из этих чисел видно, что у радиоволн, имеющих интенсивность, достаточную для приема, при $\lambda = 10$ *см* ток смещения в тысячи миллиардов раз меньше, чем у видимого света. Это отношение уменьшится только в число раз, равное отношению частот, если волны взять равновеликими по мощности.

Сравнивая между собой полученные числа, мы видим, что сила тока получается тем больше, чем выше частота, плотность же зарядов на пластинах от нее не зависит и является следствием только напряженности электрического поля.

Плотность заряда крайне невелика, по своим размерам соответствуя даже при таком мощном лучистом потоке, как солнечный (в миллионы раз более мощном, чем радиолуч), всего лишь нескольким десяткам электронов.

При движении волны в среде, где энергия волны поглощается, кроме токов смещения возникают еще и токи проводимости, которые не только создают свое магнитное поле, но и отдают среде, в которой они протекают, свою энергию. Волна в таких случаях начинает по мере своего движения затухать. Первое, на что нам надо обратить внимание, — это то, что скорость волны в этом случае зависит от ее частоты f (или периода T), т. е. она становится разной для разных волн. Как именно изменяется скорость волны и как происходит ее поглощение, зависит от соотношения между током смещения и током проводимости. Если частоты высоки и поле изменяется быстро, то ток смещения велик, поглощение мало и скорость волны мало отличается от скорости в идеальном диэлектрике без потерь.

Попробуем теперь оценить то линейное смещение зарядов x, которое получается при движении волны, например, в газовой среде при нормальном давлении газа в 760 *мм* ртутного столба. Примем, что у нас сдвигается по одному лишь электрону в каждом атоме (это соответствует наиболее сильному линейному смещению x, так как x тем меньше, чем больше число смещающихся зарядов в атоме). Обозначая через e величину заряда электрона, найдем, что момент получившегося диполя равен ex (фиг. 7). При числе атомов в 1 *см*^{3}, равном $3 \cdot 10^{19}$, сумма моментов окажется равной



Фиг. 7. Не смещенный (*а*) и смещенный (*б*) электрическим полем электрон ($-e$) в атоме водорода. Величина смещения $x \ll r$.

$3 \cdot 10^{19} \cdot ex$ (точнее $2{,}7 \cdot 10^{19} ex$) и в свою очередь должна быть равна полному моменту, который для рассмотренного выше примера $\lambda = 0{,}5$ *мк* составляет 1 *см* $\cdot$ 60 e. Таким образом, $3 \cdot 10^{19}\, ex = 60\, e$. Отсюда находим $x = 2{,}0 \cdot 10^{-18}$ *см*. Так как диаметр электрона (считая его имеющим шарообразную форму) равен: $d = 6 \cdot 10^{-13}$ *см*, то относительное смещение электрона равно $x = \frac{1}{3 \cdot 10^5} d$, т. е. электрон смещается на $\frac{1}{300\,000}$ долю своего диаметра. Такое малое смещение зарядов получается даже в том случае, когда мы полагаем, что весь ток смещения зарядов в атомах получается за счет смещения зарядов в атомах нашего газа при его поляризации, чего фактически нет, так как главная часть тока смещения создается электрическим полем в «пустоте» между атомами. При нормальном давлении газа в нем вдоль какой-либо прямой линии мы найдем лишь 1,3% пространства, занятого атомами, а 98,7% составит междуатомное пространство — «пустоту». Следовательно, только 1,3% всего пути волны занято атомами.

В тех случаях, когда не имеется поглощения волн при их движении, волновое движение может распространиться

на весьма большие расстояния. Сравним распространение различных волновых процессов: звуковых колебаний воздуха, земли, воды и электромагнитных колебаний. Пожалуй, на наиболее короткие расстояния распространяется звуковая волна (в абсолютном измерении).

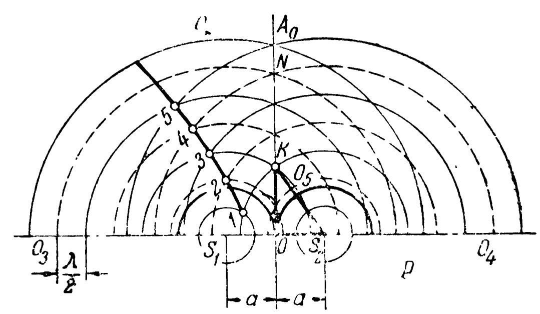
Много бо́льшие пространства захватывают волны морские и волны земной коры при землетрясениях. Распространение морских волн (зыбь) наблюдалось на 7—8 тыс. *км* ($T = 16$ сек, $v = 25$ *м/сек*, $\lambda = 400$ *м*), что равноценно примерно 20 000 длинам волн. Морские волны, возбуждаемые землетрясением, пробегают значительно большие расстояния. Наблюдались случаи (при извержении вулкана Кракатоа) распространения волны на 20 000 *км*. В месте своего возникновения высота волны была около 35 *м*; ее длина была 524 *км*; таким образом, она прошла путь длиной всего примерно в 40 длин волн.

Но вне всякого рекорда стоят пространства, пробегаемые волной электромагнитной. Эти волны (свет) приходят к нам от крайних известных нам сейчас пределов всей Вселенной, от дальних галактик (звездных скоплений) и на свое движение (со скоростью 0,3 млн. *км/сек*) волны затрачивают около 150 000 000 лет. Выражая это расстояние числом, мы найдем его равным $180 \cdot 10^{19}$ *км*. Не будь этого свойства у электромагнитных волн, астрономии бы не существовало и познание Вселенной современными способами было бы нам недоступно.

Мы рассмотрели период волн, скорость и длину их. Обратим теперь внимание на природу волнового движения. Для этого рассмотрим не электромагнитные волны, а более простые волны механических колебаний, которые имеют много общего с электромагнитными волнами в отношении свойств колебаний. Движение частицы может стать результатом участия ее в целом ряде отдельных колебаний. При этом до тех пор, пока смещение частиц пропорционально действующим силам (т. е. в области линейных соотношений), результирующее отклонение частицы является простой геометрической суммой ее смещений от каждого одиночного колебания, в котором частица участвует независимо от всех остальных колебаний. Мы не будем подробнее на этом останавливаться, считая явления эти общеизвестными.

Пусть на плоскости *PQ* лежат два источника волн, два колебательных центра S_1 и S_2 (фиг. 8), и пусть в этих цен-

трах совершаются «синфазно» колебания частиц с одинаковой амплитудой. Под словом «синфазно» мы будем понимать то, что период и фазы колебаний этих частиц одинаковы, т. е. если в первом центре S_1 колеблющаяся частица (или заряд) в какой-нибудь момент времени достигнет максимума своего положительного смещения, то и во втором центре S_2 в этот же момент времени частица (или заряд) проходит через такое же состояние. Совер-



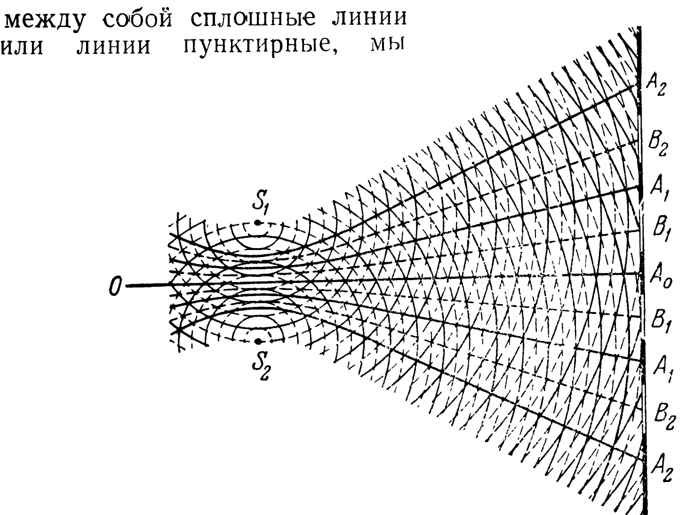
Фиг. 8. Расположение фаз — гребней и впадин — волн, исходящих из двух источников S_1 и S_2. Движение с переменной скоростью гребня (точка K) от 0 к A_0.

шенно очевидно, что ни о какой постоянной синфазности говорить не приходится, если периоды колебаний в центрах S_1 и S_2 разные.

Для каждого момента времени нетрудно изобразить все «волновое поле», созданное нашей системой двух источникой S_1 и S_2.

Прежде всего непосредственно видно, что любая точка линии OA_0, проходящей по середине между S_1 и S_2, находится на одном и том же расстоянии как от S_1, так и от S_2. Волны от синфазных излучателей S_1 и S_2 будут приходить в любую точку на линии OA_0, потратив на свое движение одинаковое время, и поэтому окажутся в фазе, усиливая взаимно друг друга. Если каждая волна имеет в этой точке амплитуду a, то результирующая волна имеет амплитуду $2a$. Так как энергия колебания (или сила света) пропорциональна квадрату амплитуды, то вдоль линии OA_0 энергия учетверится и будет равна $4a^2$; в случае световых волн прямолинейный луч OA_0 будет ярче в четыре раза, чем в случае действия только одного излучателя.

Чтобы разобрать явление в остальных точках плоскости PQ, проведем из S_1 и S_2, как из центров, ряд окружностей, радиусы которых пусть отличаются на полволны. Если сплошные линии будут изображать у нас в какой-нибудь момент времени положение гребней волн, то пунктирные отметят положение волновых впадин. Там, где пересекаются между собой сплошные линии или линии пунктирные, мы

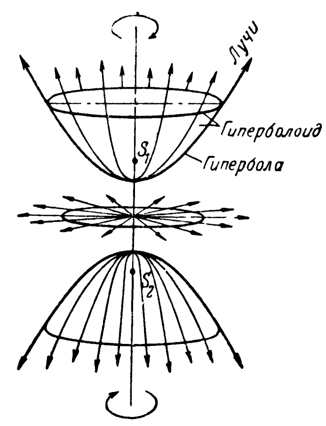


Фиг. 9. Общая картина интерференции волн от двух источников (искривление лучей).

получим результирующее колебание удвоенным, т. е. в пересечении сплошных линий получится гребень двойной высоты, а в пересечении пунктиров — вдвое более глубокая впадина. Отметив точки пересечения кружками, мы заметим, что кружки следуют друг за другом в определенном порядке, ложась на некоторую плавную изогнутую линию. Эта линия фактически будет «вычерчена» нашими кружками — точками пересечения. Мы изобразили картину в произвольный момент времени. В последующие за ним моменты времени кружки, следуя за движением гребней и впадин, будут перемещаться, удаляясь от точек S_1 и S_2; первый кружок сместится постепенно на место второго, второй на место третьего и т. д. Мы получим «криволинейный луч» удвоенной (интерференционной) волны.

Но что будет происходить в местах пересечений сплошной линии с пунктирной? Здесь результирующее смещение

частицы будет слагаться из подъема на гребень и одновременного опускания на такое же расстояние во впадину. Следовательно, частица останется неподвижной. Отметив точки пересечения сплошной и пунктирной линий крестами, мы увидим, что они образуют линию, весьма сходную с предыдущей. Во всех точках этой кривой царит полный покой. В случае света мы вдоль этой линии будем иметь тьму. Таким образом, на плоскости PQ мы получим целый ряд отдельных искривленных лучей, разделенных между собой зонами спокойствия, расположенными также по изогнутым линиям. Эти линии называются гиперболами. Центры S_1 и S_2 являются общими фокусами всех этих гипербол, которые поэтому будут гиперболами софокусными. На фиг. 9 представлены гиперболические криволинейные лучи. На экране, поставленном на пути лучей, мы получим полосы сильных (A_0, A_1, A_2) и слабых колебаний (B_1, B_2).



Фиг. 10. Распространение волн вдоль поверхности гиперболоида.

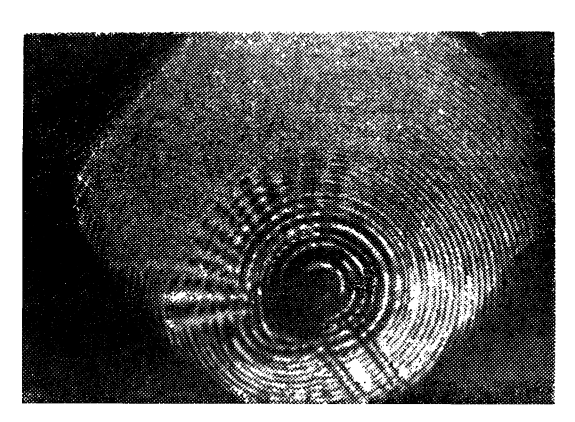
Если точки S_1 и S_2 являются источниками звуковых или световых волн одинаковой амплитуды, распространяющихся в пространстве, то пути распространения волн мы найдем, если всю фиг. 9 будем вращать вокруг оси S_1S_2. Тогда гиперболы превратятся в гиперболоиды вращения (фиг. 10). Свет будет сам собой распространяться вдоль криволинейных поверхностей. Интересно, что любая фаза волн, образующихся путем сложения на прямой линии S_1S_2, после своего сложения движется не по прямой S_1S_2, а перпендикулярно к ней, выбрасываясь с линии S_1S_2 с огромной, как это мы сейчас увидим, скоростью.

На фиг. 11 представлена картина образования таких гиперболических лучей, полученных на поверхности ртути от двух булавок, как двух центров колебаний. Булавки укреплены были на ножке колеблющегося камертона и погружены в ртуть (на фигуре хорошо видны две системы расходящихся кругов). Темные лучи, расходящиеся по радиусам, представляют места колебаний. Там, где нахо-

дятся гребни волн, освещение задерживается особенно сильно и получается тень. В местах, где колебания полностью отсутствуют, ничто не задерживает освещающего света и ровная поверхность ртути имеет однообразное освещение.

Эту задачу нетрудно разрешить математически.

Возьмем какую-нибудь точку M (фиг. 12). Отрезки r_1 и r_2 будут изображать собой тот путь, который должны пройти волны из каждого центра. Чтобы в точке M коле-



Фиг. 11. Снимок интерференционных волн на поверхности ртути (темные места представляют собой тень от волны. Где нет теней, там отсутствуют волны.)

бания максимально усиливались, каждая волна должна прийти в нее с одной и той же фазой. Это будет только в том случае, если разность в длине путей, т. е. разность расстояний между S_1M и S_2M, окажется равной либо нулю, либо будет отличаться на целое число длин волны, т. е. если

$$r_1 - r_2 = \pm m\lambda = \pm 2n\left(\frac{\lambda}{2}\right),$$

где $r_1 = S_1M$; $r_2 = S_2M$ и где $m = 0, 1, 2, 3, \ldots$ Число $2n$ — всегда четное.

Во всех точках, которые будут удовлетворять этому соотношению, разность фаз слагающихся колебаний будет равна четному числу полуволн и колебания будут наиболее сильны (наиболее сильный свет, если речь идет о световых волнах).

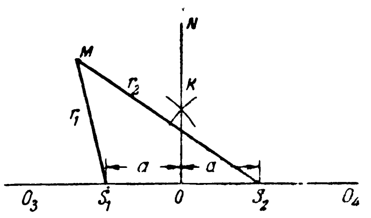
Равным образом в точках, куда волны приходят с одинаковыми амплитудами, но с противоположными фазами, всегда будет покой, отсутствие всяких колебаний. Условие это аналогично первому и запишется так:

$$r_1 - r_2 = \pm (2n + 1)\frac{\lambda}{2},$$

где r_1 и r_2 обозначают те же величины, что и выше, а $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$

Число $(2n+1)$ — всегда нечетное.

Для любого взятого числа m или n мы получаем, таким образом, общее условие: разность расстояний r_1 и r_2 равна постоянной величине для точек, где будет свет или где будет тьма.



Фиг. 12. Условия, определяющие интерференционные максимумы и минимумы.

Из геометрии известно, что кривая, на которой располагаются такие точки, является гиперболой. Таким образом, мы получили ряд гипербол, которые будут софокусными, так как центры S_1 и S_2 будут общими фокусами всех этих гипербол. Если расстояние между S_1 и S_2 равно $2a$, то число «светящихся» гипербол будет равно целому числу неправильной дроби $\frac{2a+\lambda}{\lambda}$. Между светящимися лежат темные гиперболы. В том случае, когда a равно целому числу волн или полуволн, мы получим среди других гипербол две такие, которые проходят через фокусы и вырождаются в прямые, совпадающие с осью O_3O_4.

В случае двух точечных источников S_1 и S_2, излучающих шаровые волны, наши гиперболы, как мы говорили, превращаются в поверхности гиперболоидов вращения, получающихся от вращения всей фиг. 9 с гиперболами вокруг оси S_1S_2.

Теперь укажем на одно чрезвычайно интересное и очень важное явление, которое имеет здесь место. Если мы имеем один центр излучения — S_1, то он излучает волны, изображенные нами окружностями (фиг. 8). Скорость этих волн равна c. Это значит, что любая «фаза» волны, т. е. ее гребень, или впадина и т. п. движется со скоростью c.

Действительно, если бы, например, гребень волны начал двигаться быстрее впадины, то волна деформировалась бы, начал бы изменяться ее период, гребень последующей волны стал бы набегать на впадину предыдущей и вся картина волн у нас бы разрушилась. Точно так же излучает волны, идущие со скоростью c, и второй центр излучения — S_2. Посмотрим теперь, как будут двигаться фазы наших волн вдоль прямой ON (фиг. 8), например, как будут перемещаться гребни по этой прямой. Очевидно, перемещение гребня определяется движением точки пересечения двух окружностей, вычерченных толстой линией. Рассмотрим точку K. Ее расстояние от оси O_3O_4 равно OK. Гребень волны в точке K зародился, когда два гребня волн, пришедших из S_1 и из S_2, соприкоснулись в точке O. Фронты этих волн в этот момент представляли окружности радиуса a. Начнем рассматривать явление с этого момента времени. За интервал времени t фронт волны распространился до точки K, т. е., двигаясь со скоростью c, переместился на длину $O_5K = c \cdot t$, а образовавшийся в точке O гребень ушел из O в K на расстояние OK, которое, как видно, значительно больше O_5K. Из прямоугольного треугольника OKS_2 следует[1]:

$$OK = x = \sqrt{(a+ct)^2 - a^2} = \sqrt{(ct)^2 + 2act} > O_5K = ct.$$

Следовательно, скорость v_K движения точки K будет больше c. Она равна:

$$v_K = c\frac{a+ct}{\sqrt{(a+ct)^2 - a^2}} = c\frac{\sqrt{KS_2}}{OK}.$$

Эта формула показывает, что скорость точки K, т. е. скорость фазы в нашем луче, идущем по направлению ON, есть величина переменная, разная в разных точках этой прямой.

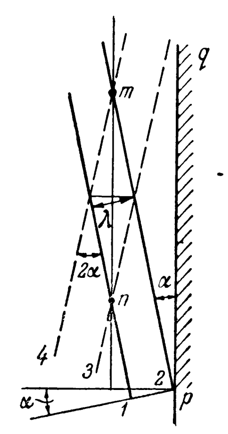
В момент зарождения составного гребня — точки K — $OK = 0$. Полагая в формуле для v_K величину $OK = 0$, найдем: $v_K = \infty$ (бесконечности). По истечении большого времени, когда величина OK будет почти равна KS_2, найдем: $v_K = c$. Повторяем, что все сказанное можно по-

[1] Для любителей-математиков укажем на следующее: чтобы найти скорость точки K, мы должны найти $\frac{d}{dt}(OK) = \frac{dx}{dt}$; дифференцируя выражение для OK по t, найдем скорость движения гребня.

нять, рассматривая расстояние между гребнями волн, располагающимися на линии ON. Вблизи оси O_3O_4, непосредственно около точки O, оно гораздо больше λ, а вдали, на большом расстоянии от O, оно почти равно λ.

Таким образом, скорость перемещения фазы волны (или «ф а з о в а я» скорость) в этом случае оказалась переменной, проходящей все величины между ∞ и c, в то время как составляющие волны, излученные из O_1 и O_2, имеют каждая скорость c. Аналогично изменяется скорость фазы и в других гиперболических лучах.

Изменение фазовой скорости может иметь место и при отражении. На фиг. 13 показано, как волна падает на зеркало pq под углом α к его поверхности. Гребни этих волн (на расстоянии λ) показаны сплошными линиями. Гребни отраженных волн показаны пунктиром. Сложение гребней *1* и *3* происходит в некоторый момент в точке n. Пока гребень *1* переходит в положение *2*, двигаясь со скоростью c, гребень *3* перейдет в положение *4*, а точка их сложения из n переместится в m, пробежав путь nm, параллельный плоскости зеркала pq. Можно определить, что скорость фазы (гребня) в данном случае равна $v_{ф} = c\frac{1}{\sin\alpha}$.



Фиг. 13. Определение фазовых скоростей при отражении.

Она — постоянна, так как угол 2α встречи волновых фронтов здесь постоянен, чего не было в первом рассмотренном случае. При $\alpha = 0$ фазовая скорость равна бесконечности. Физический смысл этого выражения очень прост. Он обозначает, что постольку, поскольку в этом случае плоскости с равными фазами совпадают между собой, а не пересекаются, на переход волны между двумя точками, лежащими на одной поверхности равной фазы, не требуется никакого времени. К этому важному случаю нам ниже придется еще возвратиться.

Надо отметить, что, повидимому, во всех случаях, где мы имеем формирование луча, мы будем наблюдать увеличенную фазовую скорость, как, например, это имеет место при образовании волны вблизи самой антенны, излучающей

энергию, когда в ней самой протекает уже установившийся процесс.

Кроме чрезвычайно важного понятия фазовой скорости существенными являются еще два — групповой скорости и скорости распространения сигнала. Групповой скоростью называют скорость целой группы волн. Именно о группе волн приходится говорить, когда мы имеем дело с переносом волнами энергии. Не останавливаясь на сравнительно сложном определении этой скорости, укажем, что вообще в среде, не имеющей поглощения волн, не диспергирующей, т. е. такой, где волны любой длины имеют одну и ту же скорость, фазовая и групповая скорости не различаются между собой. В остальных случаях произведение фазовой скорости $v_ф$ и скорости групповой $v_г$, равно квадрату скорости волны в свободном пространстве

$$v_ф \cdot v_{гр} = c^2.$$

Из приведенного соотношения для $v_ф$ и $v_{гр}$ следует, что при $v_ф = \infty$ мы получим $v_{гр} = 0$. Это весьма наглядно показывает случай с отражением волн. Когда скорость $v_ф$ почти параллельна зеркалу, некоторое количество энергии переносится вдоль зеркала. Но при угле $\alpha = 0$ $v_ф = \infty$, а $v_{гр} = 0$, и в направлении к зеркалу не передается никакой энергии (получаются стоячие волны).

Много сложнее обстоит дело с вопросом о скорости волн при нестационарных процессах в антенне, о чем приходится говорить, когда встает вопрос о распространении сигнала. Сигнал начинается и кончается нестационарным процессом. Появление группы волн, несущей уже заметную долю энергии сигнала, возвещают так называемые «предшественники», причем первый из них представляет собой группу волн с переменной и значительно более высокой, чем у сигнала, частотой, двигающейся вне зависимости от природы среды, со скоростью c.

Его первые амплитуды — исчезающе малы (примерно равны 0). За этим предшественником движется второй, частота которого приближается уже к частоте сигнала. Понятие о скорости сигнала становится здесь достаточно неопределенным и очень сложным.

Сложение колебаний (интерференция) играет весьма большую роль в работе «сложных» антенн, составленных из одиночных вибраторов. Пользуясь различным сочетанием

таких одиночных вибраторов, располагая их в плоскостях и даже в объемах на расстоянии в полволны (а иногда и четверть волны), можно направить излучение в нужную сторону достаточно узким пучком и со сравнительно малым рассеянием в ненужных для нас направлениях.

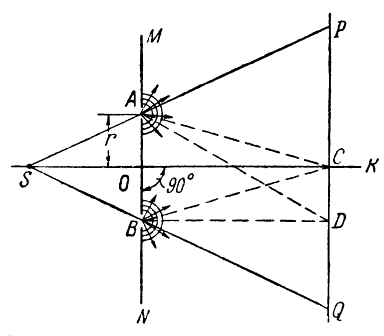
Мы не будем касаться этого вопроса, полагая, что антенны, составленные из отдельных вибраторов, достаточно известны из практики коротких волн. Мы рассмотрим лишь направляющие системы для дециметровых и более коротких волн, т. е. для частот от $3 \cdot 10^9$ *гц* и выше ($>$3 000 *мггц*). Но для этого нам необходимо рассмотреть явление дифракции.

Явление дифракции (разбрасывания) состоит в появлении отдельных пучков волн и в непрямолинейном распространении луча. Уже на фиг. 8 мы получили луч, траектория которого есть гипербола, т. е. кривая, а не прямая линия. Исходя из того, что каждая точка, где происходят электромагнитные колебания, является самостоятельным элементарным источником излучения (при отсутствии препятствий распространению волны это приводит к представлению о прямолинейном луче), можно прийти к выводу, что при наличии помех движению волны образуется сложное распределение результирующих волн, в особенности, если размеры мешающих тел невелики по сравнению с длиной волны. Упомянутые помехи могут создаваться как «прозрачными», так и «непрозрачными» телами.

В простейших случаях дифракционные явления учитываются сравнительно легко и интенсивность волны в какой-нибудь точке может быть оценена с помощью простого сложения интенсивностей сходящихся в эту точку волн с учетом их фазы. Иначе говоря, задача может быть решена с помощью простого уравнения, данного нами на стр. 9. Обычно результирующую волну приходится определять на весьма большом расстоянии от точки, где происходила дифракция (от местонахождения помехи), почему интенсивность всех отдельных лучей может быть принята равной. Что касается фазы, то ее проще всего определять долями длины волны, как это мы делали выше при рассмотрении волн от двух синфазных источников.

Возьмем типичный схематический пример. Пусть на фиг. 14 точка S представляет источник электромагнитной волны, длина которой равна λ. Поставим на пути луча SK экран MN, задерживающий свет. Вырежем в экране

узкую круговую щель AB радиусом $r = OA = OB$. Очевидно, что волны, вышедшие из S с одинаковой фазой по направлениям SA и SB, придут в A и в B тоже с одинаковыми фазами, так как $SA = SB$. Точки A и B являются местами независимого излучения, и мы приходим к рассмотренному уже выше случаю двух источников. В пространстве MNK мы можем в некоторых точках вовсе не получить никакого света (щель предполагается узкой). Поставим экран PQ и рассмотрим картину его освещенности. В центральной точке C, равноудаленной от A и B, все лучи будут сходиться с одинаковой фазой и будут взаимно усиливаться. В случае световых волн здесь будет свет, т. е. в центре у нас будет освещенное пятно. Следующей освещенной точкой будет точка D, для которой $AD - BD = \lambda$. Следовательно, на экране PQ у нас будет светлое кольцо со средним радиусом CD. Очевидно, таких колец будет очень много. Чем дальше мы будем отходить в сторону от точки C, тем больше мы будем встречать темных и светлых круговых полос, ширина которых постепенно будет сужаться, а степень освещенности падать.

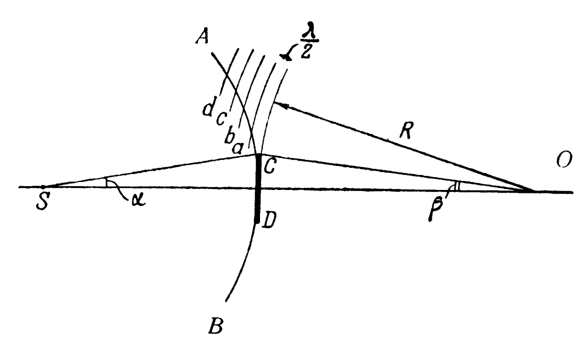


Фиг. 14. Дифракция, создаваемая кольцевой щелью.

Подобная этой дифракционная картина получится и в том случае, когда источник света мы загородим непроницаемым для света диском CD (фиг. 15). Описав из точки O на прямой SO, нормальной к диску CD, сферические поверхности радиусами R, $R + \frac{\lambda}{2}$; $R + 2\frac{\lambda}{2}$..., мы разобьем шаровую поверхность фронта волны AB на ряд кольцевых зон — a, b, c, d,... Благодаря разности хода волн в полволны, смежные половины каждых двух соприкасающихся зон в своем действии на точку O будут взаимно уничтожаться и свет будет итти в O лишь от ближайшей к экрану половины зоны a. Поэтому в точке O всегда будет свет.

Это явление, впервые экспериментально наблюдавшееся в 1715 г. и затем забытое, вновь было установлено, но уже при помощи теоретических расчетов, произведенных на

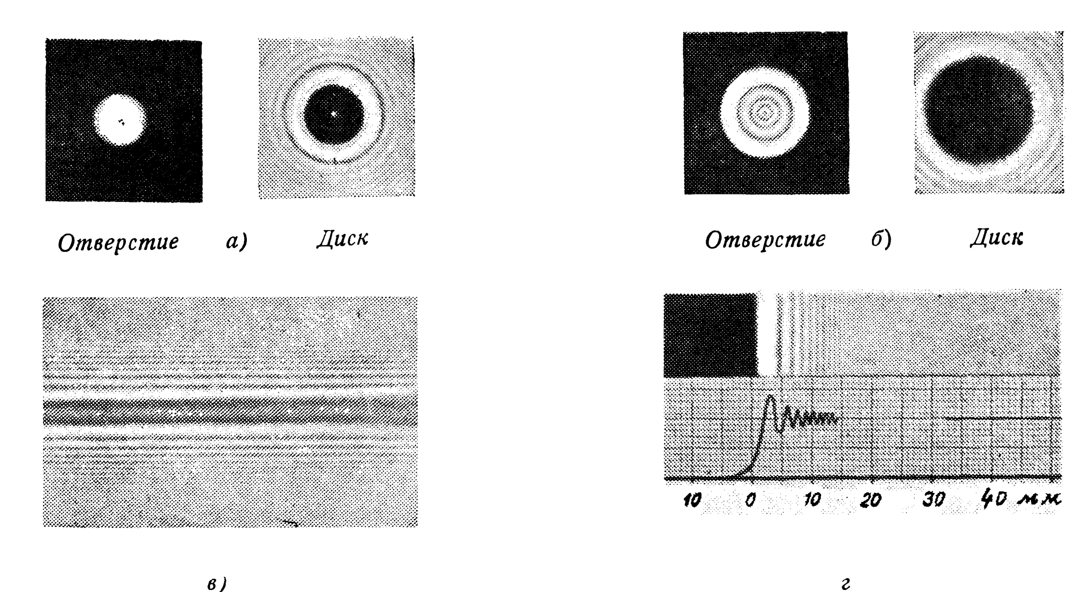
основании теории света, как волнообразного движения. Полученные результаты представлялись столь невероятными, что послужили основанием для отрицания волновой природы света, так как она приводит к таким «абсурдам». Не останавливаясь на подробностях, отметим, что столь же «неожиданной» может оказаться картина освещенности при прохождении света сквозь небольшое круглое отверстие. Если на фиг. 15 *CD* будет малым отверстием в экране, сквозь которое проходит свет, то в разных местах прямой



Фиг. 15. Дифракция, вызванная непрозрачным экраном.

SO, проходящей через центр этого узкого отверстия, будет попеременно иметь место то свет, то тьма по мере удаления точки *O* от *S*. На фиг. 16 дано несколько дифракционных картин освещенности при прохождении световой волны сквозь небольшое круглое отверстие, а также мимо непрозрачного диска, мимо края экрана и волоса.

Эти примеры показывают, что когда мы имеем дело с пространственными размерами тел и отверстий, сравнимыми с длиной волны, нам обязательно приходится считаться с волновой природой электромагнитного поля, которая приводит к дифракционным явлениям. Конечно, все описываемые явления также имеют место и в радиотехнике длинных волн. Увеличивая все геометрические размеры во столько же раз, во сколько увеличивается длина волны, мы получим одинаковую волновую (дифракционную, интерференционную) картину распределения волн. Однако в радиотехнике длинных волн геометрические размеры применяемых систем немногим превышают размеры систем УВЧ, тогда как длины волн длинных и УВЧ отличаются во много



Фиг. 16. Дифракционные картины.

Дифракция у отверстия и диска. *а* — дифракция при пропускании отверстием двух зон (фиг. 15) (и соответственно при задерживании диском двух зон); *б* — кривая, соответствующая 8 зонам. При прохождении света через отверстие при четном числе зон в центре всегда темнота; при нечетном числе зон—в центре свет. При диске (непрозрачном) в центре всегда свет; *в* — дифракция от конского волоса диаметром 0,22 *мм*; *г* — дифракция от края экрана. Вверху — фотоснимок, внизу — кривая силы света, вычисленная теоретически. Сам край (обрез) находится на абсциссе $x = 0$. Кривая показывает прекрасное совпадение теоретического расчета с экспериментом

раз. Это и является одной из причин особенностей техники УВЧ в сравнении с техникой длинных волн.

Указанные вопросы начали возникать при освоении коротких и особенно ультракоротких волн, позволивших использовать ряд разнесенных на значительное расстояние вибраторов, суммирующих излучаемые ими волны в определенных направлениях и благодаря этому дающих настоящие дифракционные и интерференционные картины в своих диаграммах излучения. Еще больше с этими вопросами необходимо считаться при работе с дециметровыми, сантиметровыми и более короткими волнами. В дифракционной теории микроскопа доказывается, что «увидеть», т. е. получить изображение какого-нибудь малого по размерам предмета, можно лишь в том случае, если его освещают светом с длиной волны по крайней мере в два раза меньшей, чем размеры предмета. То же приходится сказать и про радиоволны. «Увидеть» громадную ледяную гору можно с помощью радиолокации, наверное, и при волне в 60—80 *м*, но «увидеть» посредством этой волны самолет невозможно, так как самолет мал для нее. Точно так же технически вполне возможно применить зеркало при волне в 10 *см*, но для волны 60—80 *м* это уже почти неосуществимо. На волне $\lambda = 60—80$ *м* можно направить зеркалом излучение в нужном нам направлении, но правильного отраженного (монотонного) фронта волны, такого, как мы его обычно понимаем, у нас в этом случае совсем не будет. Его заменит дифракционная картина явления с многочисленными лучами («лепестками»), главный из которых мы и постараемся направить на корреспондирующую с нами станцию. Было бы неправильно думать, что отражение зеркалами волн малых длин не сопровождается образованием дифракционной картины. Освещенное зеркало, отбрасывающее от себя луч, в этом отношении можно сравнивать с круглым отверстием, сквозь которое проходит свет. Если они — и отверстие и зеркало — малы по сравнению с длиной волны, мы получим яркую дифракционную картину по типу фиг. 16,*а*. Постепенно, с увеличением размеров она будет сглаживаться, а когда размеры зеркала будут велики по сравнению с длиной волны, дифракционная картина от краев зеркала будет настолько незначительной, что считаться с ней не придется.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ЗЕРКАЛА И ЛИНЗЫ

Рефлекторы. Предыдущие рассуждения и рассмотрение приведенных фактов позволяют увереннее подойти к пониманию работы систем, концентрирующих луч в определенном направлении.

Мы рассмотрим сейчас зеркала (рефлекторы) и линзы, вопрос же о том, как работают рупоры, перенесем в гл. 5, к волноводам. Основное преимущество применения зеркал заключается в том, что при всех применяемых длинах радиоволн энергия одинаково хорошо отражается от металла независимо от длины волны, и тем лучше, чем выше проводимость металла. Поэтому здесь не приходится так усиленно заботиться о подборе материала, чтобы получить возможно малое поглощение энергии волн, как это имеет место при конструировании преломляющих устройств — линз (сказанное справедливо лишь для радиоволн, так как инфракрасные и более короткие волны, отражаясь от различных веществ, могут иногда дать избирательное отражение, усиливаться в своей относительной яркости).

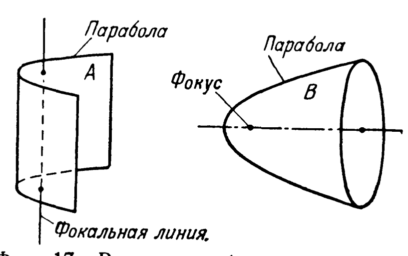
При конструировании линз и зеркал согласно всему вышеизложенному надо заботиться прежде всего, чтобы, во-первых, длина волны была раз в 10—20 меньше диаметра применяемой «оптики», а во-вторых, чтобы излучающий источник волн также был мал по своим размерам или вовсе отсутствовал, как это, например, легко достигается при применении рупоров.

Заботиться о тщательной полировке поверхности зеркал не приходится, так как неровности величиной в $\frac{1}{20}\lambda$ дают настолько малое искажение фронта волны, что обнаружить его на практике не удается: зеркало работает как «идеальное».

Из зеркал наиболее употребительными являются параболические, выполненные в виде параболоида цилиндрического и параболоида вращения (фиг. 17).

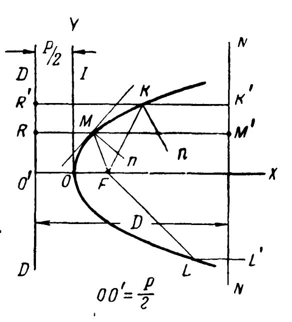
Параболическое зеркало использует важное свойство параболы. Всякая точка M параболы находится на равном расстоянии от фокуса параболы F и от ее директриссы DD (фиг. 18). (Напомним, что в системе координат XOY уравнение параболы относительно вершины O имеет вид

$y^2 = 2px$, где y — расстояние любой точки M от оси X, а x — от оси Y; множитель p носит название «параметра». Директриссой называется линия DD, параллельная оси Y, проведенная на расстоянии $x = -\frac{p}{2}$.) Таким образом, отрезок $MF = MR = x + \frac{p}{2}$. А это означает, что все лучи которые выходят из точки F, — лучи, конечно, синфазные, так как они создаются одним излучателем — после своего отражения от параболы могут рассматриваться как параллельные, исходящие из всех точек прямой DD, оставаясь при этом синфазными. Действительно, если рассмотреть точки какой-нибудь прямой NN, то легко заметить, что длина пути каждого луча от F до NN есть величина постоянная, равная расстоянию между NN и DD. Так, длина луча FMM' равна: $FMM' = FM + MM' = RM + MM' = D$; $FKK' = FK + KK' = R'K + KK' = D$ и т. д. Равенство этих расстояний означает, что шаровой фронт волны, вышедшей из точки — фокуса F, превращается в плоский фронт NN. Пути волн до NN равны, они приходят в точки на линии NN без оптической разности путей. Далее заметим, что нормаль в каждой точке параболы — Mn, Kn делит углы FMM', FKK',... пополам, т. е. основной закон отражения — равенство угла падения углу отражения — здесь выполняется.



Фиг. 17. Виды параболических зеркал (рефлекторов).

A — цилиндрический параболоид; *B* — параболоид вращения.

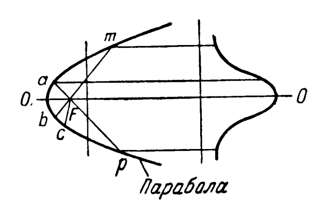


Фиг. 18. Геометрические соотношения у параболы. Длина пути от фокуса F до любой точки на параболе (M, K, L...) и от нее до плоского экрана (точка M', K' L', ...) всегда одна и та же. $FMM' = FKK' = FLL' = \ldots$

Итак, вышедшие из фокуса F и отраженные параболой лучи становятся параллельными. Что же касается до интенсивности разных лучей этого параллельного пучка, то она оказывается разной, что, одна-

ко, способствует улучшению, а не ухудшению работы зеркала.

До отражения, когда волна, возбужденная в F, имеет шаровой фронт, на элемент поверхности зеркала в точке M падает энергии больше, чем на элемент около точки K, так как $FM < FK$. На фиг. 19 дана диаграмма интенсивности луча в различных зонах отражения лучей параболой. Из него видно, что луч получается узким, так как наибольшую интенсивность он имеет вблизи своей оси.



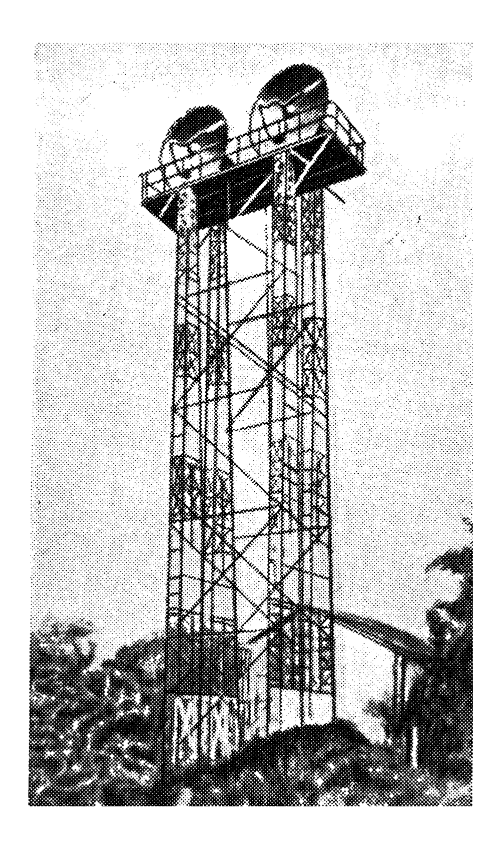
Фиг. 19. Распределение интенсивности у луча, отраженного параболой.

В центре луча интенсивность больше, чем у краев, так как длина центрально расположенных радиусов F_a, F_b, F_c, ... значительно меньше радиусов периферических F_m, F_n, F_p ...

В математическом смысле фокус параболы есть точка, размеры ее равны нулю. Фактически (физически) всякий источник лучей имеет некоторые размеры. Части его, лежащие на оси OX ближе к параболе, чем фокус F, дадут после отражения расходящийся пучок; части же излучателя, лежащие за фокусом F, образуют пучок сходящихся лучей, которые пересекаются на некотором расстоянии от зеркала и дальше тоже расходятся. Примерно такой же сходящийся—расходящийся пучок дают элементы, располагающиеся вне фокуса F, по линии, параллельной оси Y. Степень нарушения параллельности лучей будет зависеть от размеров источника энергии, и чтобы она была небольшой, размеры источника должны быть возможно малыми. В том случае, когда излучателем является диполь, мы получаем очень мало расходящийся луч, так как наиболее излучающей частью диполя являются части центральные, лежащие вблизи фокуса.

На фиг. 20 приведен пример практического применения такого параболического рефлектора диаметром $D = 240$ *см*, передающего волну длиной около $\lambda = 19$ *см* (1 600 *мггц*). Следовательно, здесь $\frac{D}{\lambda} = 12{,}6$ и дифракцию от краев зеркала можно считать малой. Длина излучателя, помещенного в фокусе, около 10 *см*. Излучаемая мощность 0,5 *вт*. Увеличение плотности энергии благодаря рефлектору равно 30 *дб* (по отношению к плотности энергии от

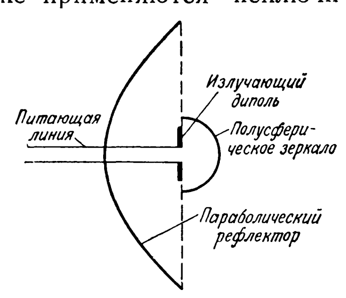
простого вибратора). Благодаря применению дополнительного сферического зеркала (фиг. 21), устраняющего прямой луч от вибратора и возвращающего его обратно к параболическому зеркалу, получилось добавочное усиление



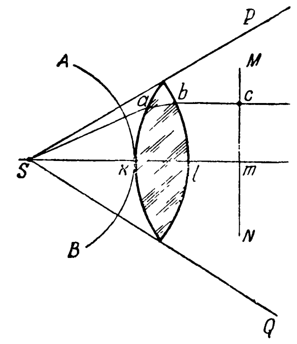
Фиг. 20. Станция с параболическими зеркалами.

в 5 *дб*. Общее усиление было, таким образом, равно 35 *дб*. Иначе говоря, по сравнению с простым вибратором усиление мощности получилось благодаря системе зеркал в 3 160 раз, т. е. в направлении луча стало равноценным излучению простого вибратора мощностью 0,5 3 160 = = 1,5 *квт*.

Линзы. Перейдем теперь к линзам. Их размеры также должны быть значительно больше длины волны. Линзы, как и рефлектор, меняют форму фронта волны, при этом волна должна пройти сквозь линзу. Поэтому материал, из которого линза изготовлена, должен быть для данной волны возможно более прозрачным, т. е. он должен пропускать ее через себя, не поглощая сколько-нибудь заметным образом энергию волны. В оптике применяются исключи-



Фиг. 21. Полусферический рефлектор для устранения прямого (не отраженного от параболы) луча диполя.

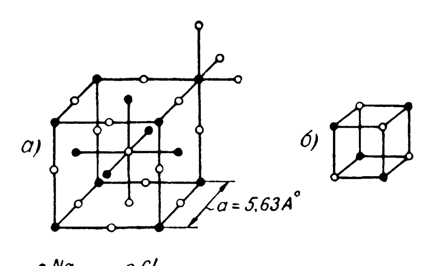


Фиг. 22. Превращение выпуклой линзой части шарового фронта волны *AkB* во фронт плоский — *MmN*.

тельно линзы «замедляющие», т. е. такие, внутри которых скорость движения волны меньше скорости света в пустоте *c*. На фиг. 22 представлена такая линза и точечный источник электромагнитной энергии *S*. До линзы фронт волны — шаровой (*AKB*), после линзы — плоский (*MN*). Вся энергия, излучаемая источником в конусе *PSQ*, после прохождения линзы переносится уже пучком, параллельным во всех точках. В плоскости *MN* колебания происходят синфазно. Следовательно, время прохождения волны по любому пути *Sabc* или *Sklm* и т. п. должно быть одинаково, хотя длина каждого такого пути разная. Выравнивание времен получается за счет того, что отдельные лучи проходят внутри линзы, где они движутся медленно, пути разной длины, так что линза по-разному задерживает волну, сильно — на длине *kl* короткого пути *Sklm*, и слабо — на длине *ab* длинного пути *Sabc*. Такова физическая картина процесса. При расчете линзы по известному коэффициенту преломления *n* материала линзы и по заданному ее главному фокусному расстоянию (*Sk*) вычисляются радиусы

кривизны ограничивающих линзу поверхностей. Например, для плосковогнутой линзы $R = (n - 1)F$, где n — коэффициент преломления материала и F — главное фокусное расстояние.

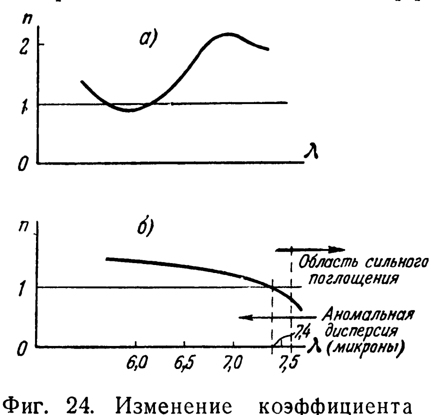
Известно, что структура кристаллического диэлектрика представляет собой решетку из ионов, расположенных в пространстве симметрично и по строго однородной системе. Так как ионы разных знаков взаимно притягиваются по закону Кулона, каждый ион окружен ионами противоположного знака, находящимися на определенных (постоянных) расстояниях от него, что и ведет к образованию ионной решетки, прочность и устойчивость которой определяются электростатическими зарядами ионов и их радиусами. Исходя из чисто геометрических соображений, можно рассчитать, какое количество, например, положительных ионов должно окружать отрицательный ион, чтобы система обладала наименьшей потенциальной энергией, т. е. была бы наиболее устойчивой. На фиг. 23 представлен пример кристаллической решетки, которая принадлежит кристаллу поваренной соли (NaCl), где каждый ион окружен шестью ионами противоположного знака. При прохождении электромагнитной волны она смещает электроны, принадлежащие ионам решетки, которые могут упруго смещаться и обладают собственной частотой своих колебаний. Это явление обусловливает собой так называемую «нормальную дисперсию», т. е. такую зависимость коэффициента преломления n от длины волны λ, при которой n увеличивается с уменьшением λ. Призма благодаря этому отклоняет короткие фиолетовые лучи сильнее, чем длинные красные; линза фиолетовые лучи фокусирует ближе к себе, чем красные, что и ведет к так называемой «хроматической аберрации», т. е. к появлению различных фокусов для разных лучей и разложению белого света на составные цвета. Но по мере приближения частоты луча к собственной частоте колеба-



Фиг. 23. Ионная кристаллическая решетка *NaCl* — хлористого натрия.

а — каждый ион хлора окружен 6 ионами натрия (и наоборот); *б* — отдельный элемент этой системы.

ний электронов наступает резонанс, что ведет к очень большим амплитудам колебаний электронов и к сильному поглощению энергии волны (а также и к сильному ее отражению). Этот процесс сказывается на изменении зависимости коэффициента преломления n от длины волны λ. Приближаясь к резонансу, мы вступаем в область «аномальной дисперсии». Типичная зависимость коэффициента преломления n от длины волны λ при этом изображена на фиг. 24. Заметим, что коэффициент преломления n многих тел при аномальной дисперсии в области сильного поглощения волны становится меньше единицы, что обозначает, что скорость распространения этой волны больше скорости света c (фиг. 24,*б*). Особенно интересно, что у многих металлов n значительно ниже единицы. Так, у серебра, золота и меди для желтого света n соответственно равно: 0,27; 0,58 и 0,65. Для натрия найдено значение n, которое находится между величинами $n = 0,054$ и $n = 0,0045$; последнее число соответствовало бы скорости распространения v в 220 раз больше, чем c.



Фиг. 24. Изменение коэффициента преломления n с длиной волны в области поглощения.

а — полная кривая изменения n; *б* — детали кривой для n у кварца.

Линзы для радиоволн могут быть выполнены из таких же диэлектриков, как и линзы оптические. Весь вопрос — в материале и весе линзы, так как при достаточно большой длине волны размеры линз соответственно получаются большими, толщина их получается значительной, а вес — чрезмерным. Поэтому сплошные линзы возможно применять лишь при самых коротких волнах.

В большинстве случаев вместо сплошных линз из материала с иным коэффициентом преломления, чем окружающая среда, в радиотехнике применяются линзы совершенно иных типов, напоминающие звуковую «линзу из пуха» (сконструированную русским физиком Н. А. Гезехусом). Эта линза представляет собой полость, ограниченную

плоской и сферической поверхностями, выполненными из тонкой прозолочной сетки. В такую полость, имеющую форму плосковыпуклой линзы, помещается с различной плотностью пух. Так как скорость звука в этой пуховой среде меньше, чем скорость звука в воздухе (340 *м/сек*), и равна $\sim$ 200 *м/сек* (197 — 211 *м/сек*), то такая линза и обладает всеми свойствами, присущими линзам вообще.

Аналогичный прием изготовления искусственной неоднородной среды для движения в ней электромагнитных волн был применен М. А. Бонч-Бруевичем. Если в какомнибудь диэлектрике, имеющем коэффициент диэлектрической индуктивности даже равный единице, разместить в определенном порядке малого размера диски, кольца, полоски и т. п. из хорошо проводящего металла, то получится «металлический» диэлектрик, скорость движения волны в котором будет ниже, чем в «пустоте». Из такого металлического диэлектрика[1] можно изготовлять линзы.

Подобный диэлектрик можно рассматривать с тех же точек зрения, как обычный кристаллический. В металлических вкраплениях при прохождении электромагнитной волны возникают токи такой же частоты, какой обладает волна, т. е. создается процесс возникновения тока, аналогичный процессу в кристаллическом диэлектрике. Коэффициент диэлектрической индуктивности такой системы ε, если мы находимся далеко от резонанса между частотой электромагнитной волны и собственными колебаниями вкрапленных в диэлектрик частиц, будет равен:

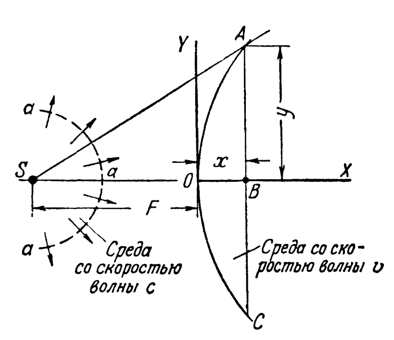
$$\varepsilon = \varepsilon_0 + aN,$$

где ε_0 — коэффициент диэлектрической индуктивности среды, содержащей металлические вкрапления;
a — поляризуемость каждого элемента вкрапления;
N — число элементов вкрапления в 1 $см^3$.

Величина a зависит от формы и размеров вкрапленных частиц. Если это шарики диаметром d, то $a = 0{,}5\,\pi\varepsilon_0 d^3$; если — диски, то $a = \frac{2\varepsilon_0 d^3}{3}$; для полосок шириною b будем иметь $a = \frac{\pi}{4}\varepsilon_0 b^2$. До тех пор, пока взаимное влияние отдельных вкраплений достаточно мало (что имеет место, пока $\varepsilon < 2$), скорость волны соответствует выражению $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$

[1] Правильнее назвать такой диэлектрик «металлизированным».

и коэффициент преломления диэлектрика $n=\sqrt{\varepsilon}$. При большом числе вкрапленных элементов значение ε и n можно довести до очень большой величины: $\varepsilon=225$; $n=15$. Благодаря сильному взаимному влиянию элементов друг на друга подобные значения величин ε и n можно установить только экспериментально. Не нужно забывать, что, чем сильнее диэлектрик изменяет скорость волны, тем сильнее он и отражает ее от той своей поверхности, где волна падает на него. Поэтому и в металлических диэлектриках при больших n следует учитывать отражение энергии от поверхности и обеспечивать нормальную работу с помощью соответствующего согласования (см. ниже), а также наклоняя немного линзу или сдвигая верхнюю и нижнюю ее половинки относительно друг друга на четверть волны.



Фиг. 25. Определение поверхности, ограничивающей линзу (гиперболы).

Легко определить форму поверхностей, ограничивающих линзу. Рассмотрим фиг. 25. Источник излучения S создает шаровой фронт волны $a-a-a$, который превращается в плоский ABC после прохождения луча через линзу. Время прохождения волны от S до A обозначим через t_1, а от S до B — через t_2. Так как фазы волны в A, B и C должны быть одинаковы (длины оптических путей должны быть равны), то $t_1=t_2$. Но $t_1=\frac{SA}{c}=\frac{\sqrt{(F+x)^2+y^2}}{c}=\frac{F}{c}+\frac{x}{v}$.

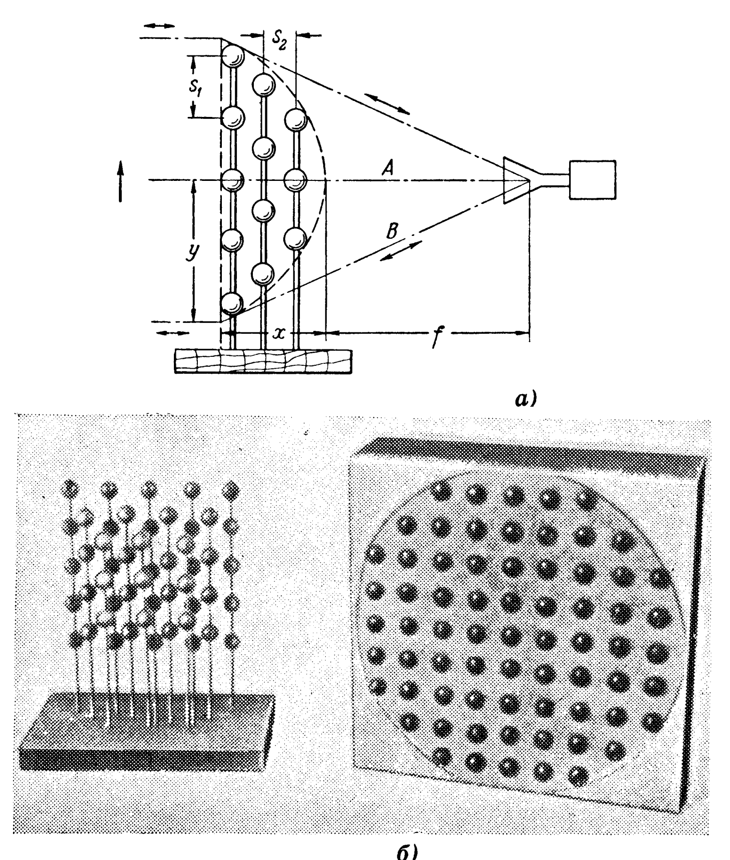
Внося сюда $n=\frac{c}{v}$, получим после приведения

$$(n^2-1)x^2+2Fx(n-1)-y^2=0.$$

Такое соотношение справедливо для любой точки линии AOC. Приведенное уравнение изображает гиперболу. Следовательно, линза ограничена с одной стороны плоскостью ABC, а с другой — поверхностью гиперболоида вращения

AOC, полученного при вращении гиперболы *AOC* вокруг оси *OX*.

На фиг. 26 и 27 представлены линзы из шариков и из полосок.



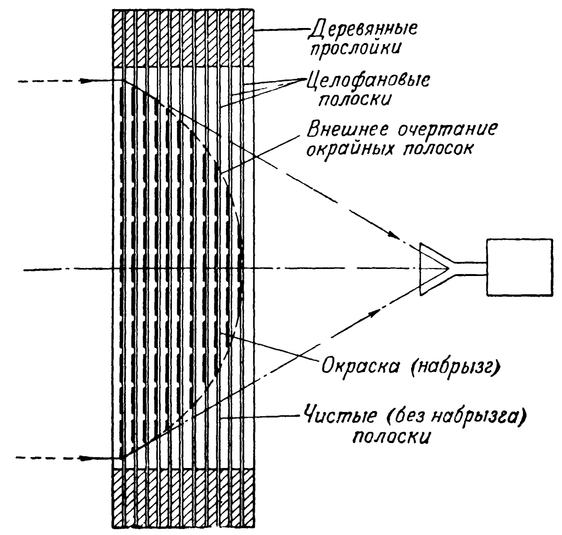
Фиг. 26. Линза из шариков.

а—размеры шариков и расстояния s_1 и s_2 должны быть малыми по сравнению с длиной волны; *б*— схема линзы и ее выполнение.

Поверхность, огибающая расположение проводящих элементов, имеет форму, соответствующую поверхности нужной нам линзы, т. е. имеющей нужные размеры *F, x, y* (фиг. 25). На практике диски и полоски выполняются из тонкой медной фольги и располагаются в плоскости век-

торов E и H. В этом случае вихревые токи очень слабы. Наоборот, у линзы с шарообразными вкраплениями они очень заметны, благодаря чему приходится вносить поправку в формулу для вычисления n.

Если проводящие элементы выполнены в виде тонких стерженьков, расположенных параллельно электрическому

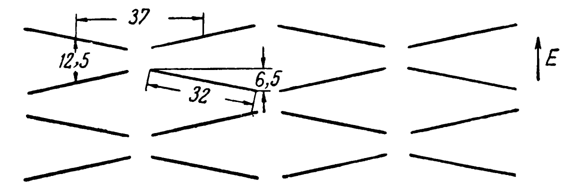


Фиг. 27. Конструкция линзы из полосок целлофана с набрызганной на них в соответствующих местах проводящей краской.

вектору E, работа линзы будет нормальной, если длина волны не приближается к величине $\lambda \approx 2l$, где l — длина стерженьков.

При $\lambda = 2l$ наступает резонанс и в стерженьках возникают очень сильные токи. Заметим, что стерженьки-вибраторы обладают тупой настройкой, благодаря чему полоса частот, где наблюдается резонанс, будет широкой, и полоса поглощения тоже окажется широкой. При $\lambda = 2l$ мы вступаем в область аномальной дисперсии. Чтобы сузить полосу поглощения, стерженьки наклоняют почти под прямом углом к E, разбивая их на группы, не параллельные друг другу, чтобы они не создавали многовибраторной антенной системы из полуволновых вибраторов, обладающей большой излучающей способностью.

Вкрапления стержневого типа показаны на фиг. 28, а соответствующая им кривая показателя преломления n, снятая экспериментально, — на фиг. 29. Мы видим полную аналогию этой картины с тем, что происходит в кристаллическом диэлектрике, хотя в нем эквивалентные смещения

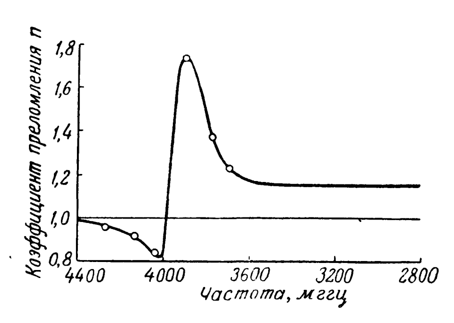


Фиг. 28. Расположение стерженьков, входящих в замедляющую линзу.

Ось стерженьков образует очень большой угол с направлением электрического поля E. Это делается для того, чтобы сузить полосу дисперсии. Стерженьки располагаются не параллельно, чтобы не создавать сложной антенны из однородных диполей.

зарядов составляют, как мы видели, ничтожные доли ангстрема, а здесь — около сантиметра.

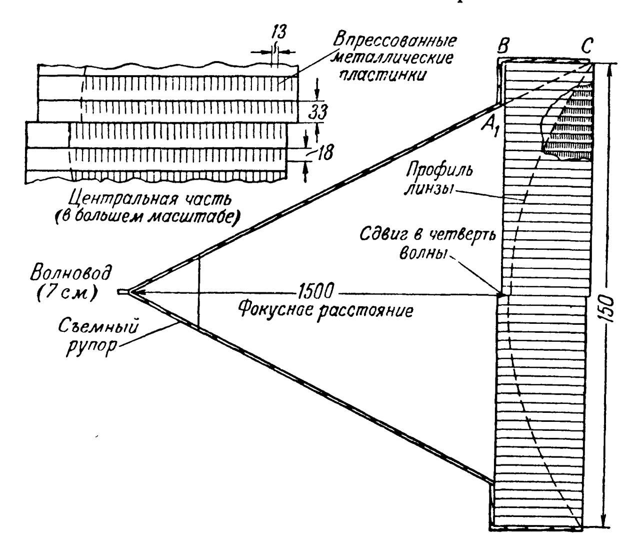
На фиг. 30 приведены размеры линзы, выполненной из медной фольги толщиной в 0,051 *мм*, для работы на волне $\lambda = 7$ *см*. В качестве основы использован полистирол (пенистый). Коэффициент преломления линзы равен $n = 1{,}5$. Диаграмма направленности ее дана на фиг. 31. Она вся укладывается в пределах $\pm 3°$. Полное усиление получилось в 36 *дб* при рупоре, «освещающем» значительно больше середину линзы, чем ее края, благодаря чему сильно сглаживается дифракционная картина от краев. Усиление соответствует использованию 60% от всей поверхности линзы, выходное отверстие которой — квадрат со стороной в 1,8 *м*. Усиление линзы менялось в зависимости от частоты от 36,2 *дб* при



Фиг. 29. Зависимость коэффициента преломления n от частоты для линзы со стержнями, расположенными согласно фиг. 28.

3 900 *мггц* до 37,2 *дб* при 4 200 *мггц*, т. е. при ширине полосы в 400 *мггц* усиление менялось от 4 150 до 5 250 раз.

Помимо линз описанного типа применяются еще линзы «ускоряющие», названные так потому, что скорость v движения волны в них больше скорости света $c =$



Фиг. 30. Конструкция и размеры линзы из медных полосок, помещенной в отверстие деревянного рупора, имеющего металлизированную внутреннюю поверхность. Половинки линзы смещены относительно друг друга, чтобы избежать обратного излучения.

$= 300\,000$ *км/сек* (описанные выше линзы называются «замедляющими», так как для них $v < c$).

Явления, которые использованы в этих линзах, сводятся к следующему.

Установим две параллельные проводящие плоскости на расстоянии b друг от друга, выберем оси координат, как показано на фиг. 32, и направим волну так, чтобы E совпадало с осью Y. Тогда в пространстве между пластинами установится движущееся электромагнитное поле, скорость которого будет:

$$v = c\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2}}$$

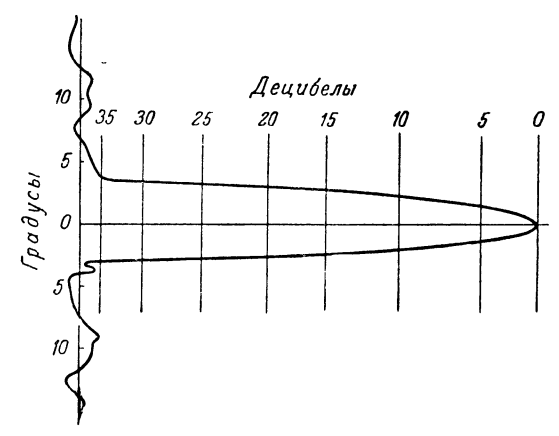
и векторы будут направлены: E — параллельно оси Y и H — параллельно оси X. Скорость $v_{ф}$ является скоростью фазовой. Групповая скорость $v_{гр}$ определится из соотношения:

$$v_{гр} = \frac{c^2}{v_{ф}}.$$

По величине отношения $\frac{c}{v_{ф}}$ найдем коэффициент преломления

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2b}\right)^2} < 1.$$

На фиг. 33 дана зависимость между отношением b/λ и коэффициентами преломления n и отражения $k = \frac{1-n}{1+n}$.

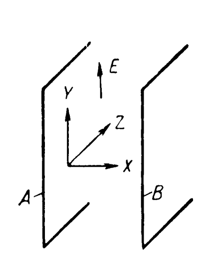


Фиг. 31. Диаграмма излучения линзы, представленной на фиг. 30.

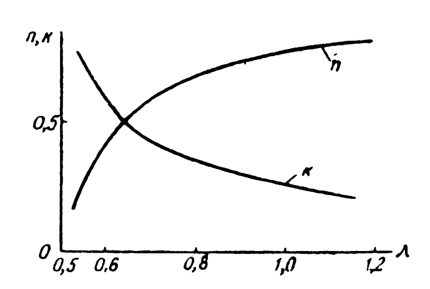
Чтобы применить изложенное к конструированию линзы, заметим, что необходимо иметь целый набор параллельных плоскостей с узкими щелями между ними. Этот набор пластин дает возможность, с одной стороны, осуществить линзу, а с другой — он обязательно даст дифракционную картину, так как все сооружение будет представлять собой целый ряд щелей, которые дадут много боковых пучков лучей, аналогично тому, что мы имели на фиг. 14, только пучки будут не кольцевыми, а прямыми и более яркими.

Имея набор (пакет) параллельных плоскостей, расставленных на расстоянии b между собой, со стороны торцов

можно вырезать полость, которая имеет форму замедляющей линзы, как это показано на фиг. 34. Тогда наш пакет с этой полостью будет ускоряющей линзой. Он будет представлять собой сочетание пакета без выемки, равномерно действующего на волну во всех местах пространства, и воздушной замедляющей линзы, поскольку ее коэффициент преломления ($n = 1$) больше, чем у пакета ($n < 1$). Изготовляя выемку в пакете, мы должны в каждой пластине



Фиг. 32. Расположение поля и пластин в ускоряющих (волноводных) линзах.



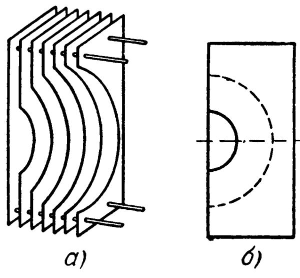
Фиг. 33. График изменения коэффициента преломления n и отражения K в зависимости от относительных размеров величины b.

сделать вырезку по соответственному сегменту. Понятно, что эти вырезы в каждой пластине пакета должны быть разными (фиг. 34,*б*), малыми у пластин крайних (сплошная линия) и большими — у средних (пунктир).

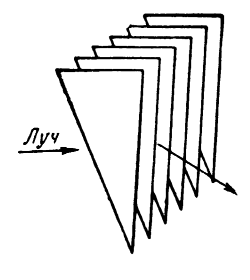
Приведем пример работы линзы, сконструированной по этому принципу. Длина рабочей волны $\lambda = 16$ *см*. Диаметр линзы $D = 1{,}6$ *м*. Следовательно, $\frac{D}{\lambda} = 10$. Линза была выполнена из алюминиевых листов толщиной 1,5 *мм*. Рама и разделяющие прокладки — деревянные. Коэффициент преломления $n = 0{,}5$, фокусное расстояние $F = 3$ *м*. Такая линза дала острый пучок, состоящий из отдельных составляющих, причем главный поток на расстоянии в 56 *м* от линзы имел поперечный размер в 5,5 *м*, что дает угол расхождения $\pm 3°$.

Боковые лепестки наблюдались в пределах $\pm 5°$; число и величина их находились в зависимости от способа облучения линзы. Поворот линзы на несколько градусов не вызывал заметного ослабления луча.

Совершенно очевидно, что, пользуясь указанным принципом, не представляет труда выполнить и призму. На фиг. 35 представлена схема такой призмы и направление отклоненного ею луча к вершине, а не к основанию, как у обычных призм из диэлектрика.



Фиг. 34. Ускоряющая линза.
а — набор пластин для устройства ускоряющей линзы; пластины имеют сегментообразные вырезки; *б* — чертеж отдельных пластин.



Фиг. 35. Призма из металлических листов с ускоренным движением поля.

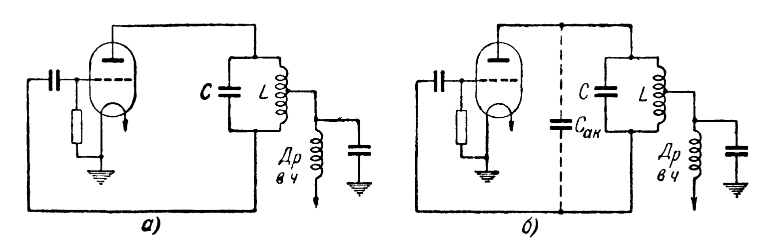
Этим мы заканчиваем вопрос о концентрировании излученной энергии в определенном направлении, предполагая вернуться к нему при описании рупоров после рассмотрения волноводов.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ОТ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ К ВЫСОКОЙ

В предыдущих главах были выяснены основные особенности ультравысоких частот (УВЧ). Чтобы использовать УВЧ, например в области связи, необходимы технически пригодные, т. е. работающие устойчиво и с соответствующим к. п. д., генераторы таких частот. Источники колебаний радиовещательных частот оказались для этих целей непригодны. Действительно, если взять обычную схему генератора средних частот (фиг. 36,*а*), то, как известно, частота генерируемых этой схемой колебаний определяется выражением $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, где индуктивнось L выражена в генри, а емкость C — в фарадах.

Чтобы увеличить f, нужно уменьшить или L, или C, или то и другое. Уменьшить L можно, сокращая число витков и размеры катушки, а емкость C — уменьшением числа и размеров пластин и увеличением расстояния между ними. Идя по этому пути, в конце концов пришли к катушкам с одним-двумя малыми витками и к конденсатору с двумя очень маленькими пластинами. Дальнейшее уменьшение размеров L и C привело к катушкам и конденсаторам, которыми пользоваться практически стало уже невозможным. Тогда было обращено внимание на конструкцию самих



Фиг. 36. Ламповый генератор.

а — обычная схема лампового генератора средних частот; *б* — схема *а* при высоких частотах.

ламп. Элементы, составляющие электронную лампу — их электроды, представляют собой, хотя и небольшие, но все же конденсаторы, емкости которых в схеме оказываются включенными параллельно колебательному контуру. Например, анод и катод — это две пластинки конденсатора $C_{ак}$ который оказывается включенным параллельно емкости C колебательного контура, как это показано пунктиром на фиг. 36,*б*. При низких радиочастотах, т. е. при сравнительно больших емкостях C колебательного контура, влияние емкости $C_{ак}$, измеряемой несколькими микромикрофарадами, конечно, невелико. При УВЧ величина этой емкости станет сравнимой с емкостью C; определяющей резонансную частоту колебательного контура в цепи анода, и, следовательно, заметно изменит частоту генерируемых лампой колебаний.

Сам способ устройства выводов от электродов обычных электронных ламп — через цоколь — также представляет неудачную с точки зрения УВЧ конструкцию. Проходя в цоколе, выводы этих ламп образуют между собой конденсаторы, обкладками которых являются сами выводящие

концы, а диэлектриком служит материал цоколя. Так как эти выводы (хотя и небольшие по своей площади) расположены близко друг к другу и разделены диэлектриком с коэффициентом диэлектрической проницаемости (индуктивности) больше единицы, то они образуют емкости, с величиной которых в области УВЧ уже приходится считаться.

Больше того, приходится считаться и с магнитным полем этих электродов, так как выводы от электродов обладают некоторой индуктивностью $L_{эл}$. Эта индуктивность $L_{эл}$, которая не играет никакой роли при низких радиочастотах, при УВЧ начинает весьма заметно влиять на частоту генерируемых колебаний. Наконец, конструкция обычных цоколей оказалась также непригодной при УВЧ вследствие больших потерь, возникающих в диэлектрике цоколя. Кроме того, применяемые обычно изоляционные материалы начинают вести себя при УВЧ как проводники и создают тем самым утечки токов непосредственно между выводами, чего не наблюдается при низких радиочастотах.

Все эти соображения привели к специальной конструкции ламп для УВЧ, например «лампе-жолудю». Само название этих ламп указывает на миниатюрность их размеров. Уменьшение площади электродов приводит к уменьшению междуэлектродных емкостей. Выводы от электродов у этих ламп делаются очень короткими и прямолинейными — это уменьшает их индуктивность. Выводы проходят не через цоколь, а непосредственно через стенки баллона и на значительном расстоянии друг от друга, — это способствует уменьшению емкости между выводами и при хорошем качестве стекла уменьшает потери в изоляции.

Но даже применение и таких специальных ламп при использовании обычных колебательных контуров не привело к желаемым результатам. Хотя применение этих ламп и позволило несколько поднять частоту генерируемых с их помощью колебаний, но все же эти колебания не смогли быть удовлетворительными ни с точки зрения их мощности, ни с точки зрения их эффективности. Это объясняется следующим. Назначение лампы в генераторной схеме — доставлять колебательному контуру энергию для поддержания циркулирующих в нем токов. Чем совершеннее колебательный контур, т. е. чем меньше его активное сопротивление, чем меньше в нем потери, тем меньшая часть доставляемой в колебательный контур

энергии будет расходоваться в этом сопротивлении и тем большая часть ее будет переходить в энергию колебаний, т. е. тем мощнее будут колебания. С этой точки зрения всякий колебательный контур характеризуется его добротностью Q, которая представляет отношение всей запасенной в контуре энергии к энергии, теряемой в его активном сопротивлении за один период колебаний. Математически добротность выражается, как известно, соотношением $Q=\frac{\omega L}{R}$, где ωL — реактивное сопротивление индуктивности контура, а R — его полное активное сопротивление при данной частоте ω, учитывающее все потери в контуре. Мы знаем, что разряд всякого конденсатора через индуктивность происходит в виде колебаний, постепенно затухающих (в случае, когда активное сопротивление невелико). Примем условно за конец этого колебательного процесса тот момент, когда амплитуда напряжения конденсатора стала равна 0,01 от первоначальной. Можно подсчитать, что число полных колебаний, которые произошли в контуре, пока в нем амплитуда не упала до 1%, равно $N=\frac{4,6}{\delta}$, где δ — логарифмический декремент контура. Заменив δ через $\frac{\pi r}{\omega L}=\frac{\pi}{Q}$, найдем, что $N=\frac{4,6}{\pi}Q\approx 1,5\,Q$.

Таким образом, зная Q, мы знаем, сколько раз «качнутся» заряды в нашем контуре, прежде чем колебания полностью не остановятся. Контур с большим Q дает большую устойчивость колебаний и больший колебательный ток, т. е. тем самым и большую полезную мощность. Чем больше Q, тем острее кривая резонанса контура, тем больше его избирательность. При увеличении частоты хотя $\omega=2\pi f$ и возрастает, но, как мы уже указывали, одновременно с этим должна уменьшаться и индуктивность контура. В то же время с увеличением ω быстро растет вредное активное сопротивление катушки (индуктивности) вследствие возрастающего поверхностного эффекта (вытеснения тока на поверхность провода), увеличения диэлектрических потерь в изоляции и потерь от вихревых токов. Это приводит к тому, что получить с обычными контурами, состоящими из катушек и конденсаторов, большие значения Q не удается, а следовательно, нельзя получить и тех-

нически пригодных колебаний УВЧ. Поэтому внимание было устремлено на получение контуров, которые и при УВЧ обладали бы большим Q со всеми вытекающими отсюда последствиями. Такие контуры были найдены в виде отрезков передающих линий.

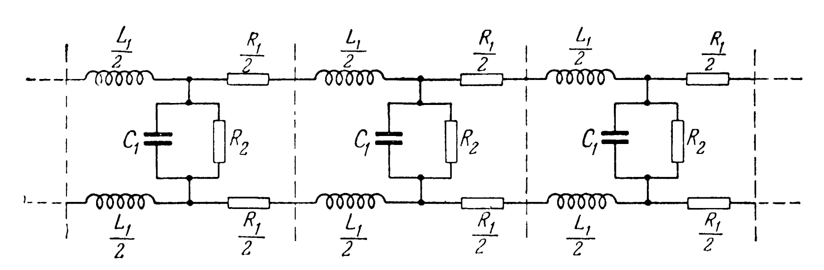
Передающие линии как колебательные контуры. Обычные катушки, конденсаторы и сопротивления называются «сосредоточенными» индуктивностями, емкостями и сопротивлениями или, как говорят, «сосредоточенными постоянными», так как каждая такая единица есть нечто обособленное, индивидуальное и отличное от других (если считать, конечно, что провод, которым намотана катушка, сопротивлением не обладает).

Если присоединить к генератору расположенные близко друг к другу два прямолинейных провода, используя один из них как прямой, по которому ток идет от генератора, а другой — как обратный, по которому ток возвращается от нагрузки обратно к генератору, то получим «передающую линию», т. е. линию, по которой энергия может передаваться от генератора к «нагрузке» на конце линии. На подключенный к такой линии генератор будет действовать не только одно активное сопротивление проводов и нагрузки, но и все сложное, так называемое полное сопротивление, состоящее из сопротивлений емкостных и индуктивных, имеющихся в линии и нагрузке. Хотя эти емкости и индуктивности линий и не видны, как сосредоточенные постоянные — в виде привычных конденсаторов и катушек, но они фактически существуют и понять их наличие в линии очень нетрудно. Ведь конденсатор — это две пластинки, два проводника, разделенные диэлектриком.

Передающая линия — это тоже два проводника с диэлектриком (воздухом) между ними: каждый элемент, каждый маленький участок линии — это маленький конденсатор, и всю линию можно рассматривать как составленную из таких распределенных вдоль всей ее длины конденсаторов, емкостей. Но всякий конденсатор не является совершенным, т. е. он не является чисто емкостным сопротивлением, а обладает и некоторой непосредственной утечкой тока между пластинами, что можно оценить некоторым большим сопротивлением, подключенным параллельно чистой (без утечки) емкости. Емкости, составляющие линию, также обладают известной утечкой. Что касается индуктивно-

сти линии, то мы знаем, что вокруг всякого проводника, по которому проходит ток, создается магнитное поле в виде замкнутых вокруг него магнитных силовых линий. Число этих силовых линий, приходящихся на один ампер проходящего по проводнику тока, определяет собой индуктивность этого провода. Поэтому и каждый участок линии и вся она обладает определенной индуктивностью, распределенной вдоль по ее длине.

На основании сказанного всякую передающую линию можно схематически представить в виде электрической



Фиг. 37. Схематическое изображение передающей линии в виде электрической цепи.

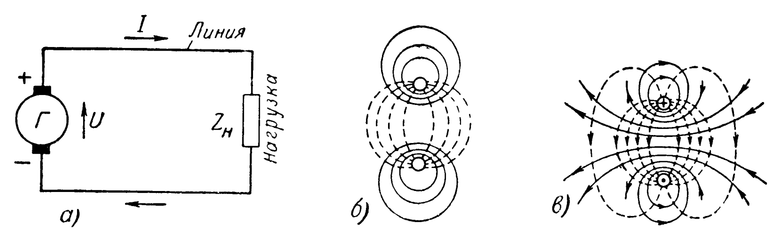
цепи, изображенной на фиг. 37. Хотя на этой фигуре различные составляющие элементы линии показаны отдельными единицами и друг от друга отделены, но фактически они распределены равномерно по всей длине линии.

К сожалению, мы не в состоянии изобразить более правильно эти элементы — емкости, индуктивности и сопротивления, существующие вдоль линии. Но такое изображение линии будет тем ближе к действительной линии, чем на меньшие участки мы разобьем линию и в конечном итоге мы получим электрическую цепь с «распределенными» постоянными R_1, R_2, L_1 и C_1. Обычно эти постоянные отнесены к какой-нибудь единице длины линии. Нужно только помнить, что эти «постоянные» линии изменяются с частотой тока, посылаемого в линию, в особенности это относится к R_1 и R_2. Имеются формулы, позволяющие вычислить распределенные постоянные линии при каждой заданной частоте.

Знание процессов, происходящих в передающих линиях при передаче по ним энергии, помогает уяснить не только то, как эти линии могут быть использованы в качестве

колебательных контуров при УВЧ, но и работу целого ряда других устройств, нашедших широкое применение в технике УВЧ. Рассмотрим поэтому свойства передающих линий более подробно.

Электромагнитные волны в линии. Рассмотрим схему фиг. 38,*а*. Здесь на одном конце линии включен источник тока *Г*, а на другом — некоторая «нагрузка» $Z_н$. Как только провода будут приключены к генератору *Г*, создающему разность потенциалов (напряжение *U*), то линия наша почти мгновенно зарядится до напряжения *U*. Это значит,



Фиг. 38. Схема передающей линии.

а — линия, на одном конце которой включен источник тока, а на другом — нагрузочное сопротивление $Z_н$; *б* — поле электрических сил вокруг проводов и между ними в момент заряда линии; *в* — электрические и магнитные поля в линии при наличии в ней тока.

что на поверхности проводов появятся заряды $\pm q$, где $q = CU$ и где *C* — присущая нашей линии емкость. Диэлектрик (например воздух), окружающий наши провода, не остается безучастным к происшедшим процессам. Электрическое поле (поле электрических сил), возникшее между проводами, создает и в диэлектрике изменения, а именно — оно смещает в нем заряды, ранее бывшие в полном равновесии, производит поляризацию нашего диэлектрика, которая пропорциональна электрическому полю.

Таким образом в пространстве вокруг проводов, главным образом между ними, возникает поле электрических сил, сильное (концентрированное) вблизи проводов и ослабевающее на некотором расстоянии от них. Иначе говоря, электрические силы распределятся между проводами отнюдь не равномерно, а так, как показано на фиг. 38,*б* (пунктирные линии); распределение же потенциала вокруг проводов показано сплошными окружностями (эквипотенциальные линии). Столь же неравномерно будет распределена и напряженность поля *E*. Как видим, поле это совершенно не похоже на поле равномерное, которое

существует между бесконечно протяженными обкладками плоского конденсатора, находящимися на расстоянии d друг от друга, где напряженность поля E равна: $E = \frac{U}{d}$.

Число силовых линий, пронизывающих перпендикулярную к ним площадь в 1 *см*^{2}, равно D (так называемый «поток индукции»); его величина равна: $D = \varepsilon E$, где ε — коэффициент диэлектрической индуктивности. Если количество зарядов, приходящихся на 1 *см*^{2} поверхности провода, обозначим через σ (плотность заряда), то поток индукции $D = 4\pi\sigma$. Поверхностная плотность заряда на проводах $\sigma = \frac{D}{4\pi} = \frac{\varepsilon}{4\pi} E$; в диэлектрике же плотность смещенных зарядов будет $\frac{\varepsilon - 1}{4\pi} E$. Наконец, энергия электрического поля для каждого куб. сантиметра будет равна: $W = \frac{\varepsilon E^2}{8\pi}$. Она также, как и E, распределена неравномерно.

Таким образом, как только часть линии будет приключена к генератору, она сама зарядится, создаст поток индукции D через диэлектрик и вызовет поляризацию его. Пока напряжение, созданное генератором в начале линии, не дойдет до ее конца, где включена нагрузка $Z_н$, генератор посылает в линию ток (заряды), идущий на заряд линии (зарядный ток). Но когда волна напряжения достигнет нагрузки $Z_н$, то после некоторого переходного режима генератору придется подавать уже ток, определяемый величиной сопротивления $Z_н$. Если наш генератор — постоянного тока, а $Z_н$ является омическим сопротивлением, то ток $I = \frac{U}{Z_н}$. Ток этот будет итти на восстановление электрического поля, которое в конце линии постоянно разрушается вследствие проводимости нагрузки $Z_н$. Она «засасывает» в себя электрические силовые линии и они в ней исчезают, передавая ей энергию электрического поля. На место исчезнувших линий пододвигаются от начала линии к ее концу другие, так же, как и предыдущие, связанные на своих концах у проводов с электрическими зарядами. Поэтому в проводах происходит постоянное движение зарядов, т. е. возникает постоянный ток.

Когда по проводам линии пойдет ток I, то вокруг них создается магнитное поле, характеризующееся магнитными

силовыми линиями, плотность которых, т. е. число линий, приходящихся на каждый кв. сантиметр, пропорциональна напряженности магнитного поля и направление которых совпадает с его направлением. Линии магнитного поля здесь будут всегда перпендикулярны к линиям электрического поля. Приблизительная картина электрического и магнитного полей для схемы фиг. 38,*а* показана на фиг. 38,*в*, где стрелки на силовых линиях показывают направления электрического поля (пунктирные линии) и магнитного поля (сплошные линии). Если переменить зажимы у генератора, то верхний провод станет отрицательным, нижний — положительным, направление тока изменится, соответственно этому изменятся и направления электрического и магнитного полей.

Если источник постоянного тока на фиг. 38,*а* заменить источником переменного тока с каким-нибудь периодом, то с соответствующим периодом будут изменяться по величине и по направлению электрические и магнитные поля. В моменты, когда напряжение и ток в проводах будут равны нулю, поля вокруг проводов будут тоже равны нулю. Таким образом, при питании проводов переменным током в них и вокруг них электрические и магнитные поля будут сначала нарастать, затем спадать и исчезать полностью, а затем повторят эти изменения, но уже в обратном направлении. Другими словами, при наличии в проводах переменного тока в них и в пространстве, их окружающем, возникают колебания электрических зарядов, а следовательно, колебания электрического и магнитного полей, т. е. возникают электромагнитные колебания. Начав свои изменения (колебания) около генератора, электромагнитные поля распространяются вдоль проводов, т. е. распространяются перпендикулярно своим электрическим и магнитным силовым линиям, возникает электромагнитная волна, которая носит название «поперечной» электромагнитной волны, кратко обозначаемой, как волна ТЕМ. Энергия передается волной (полем) от источника к нагрузке через пространство, окружающее провода, а провода сами по себе являются только направляющими эту энергию к месту ее назначения, так как они направляют к нему электрическое поле.

Конечно, при передаче энергии по проводам можно исходить из тока и напряжения в линии, а не из электромагнитного поля — электромагнитной волны — результат

получается один и тот же. Но в случае передачи энергии в пространстве без проводов, с чем мы встретимся несколько позднее, возможно исходить только из представления о движении электромагнитного поля.

Длина электромагнитной волны в линии, как и длина всякой волны, определяется соотношением

$$\lambda = vT = \frac{v}{f},$$

где λ — длина волны;

v — скорость распространения этой волны, т. е. скорость распространения электромагнитной энергии;

T — период;

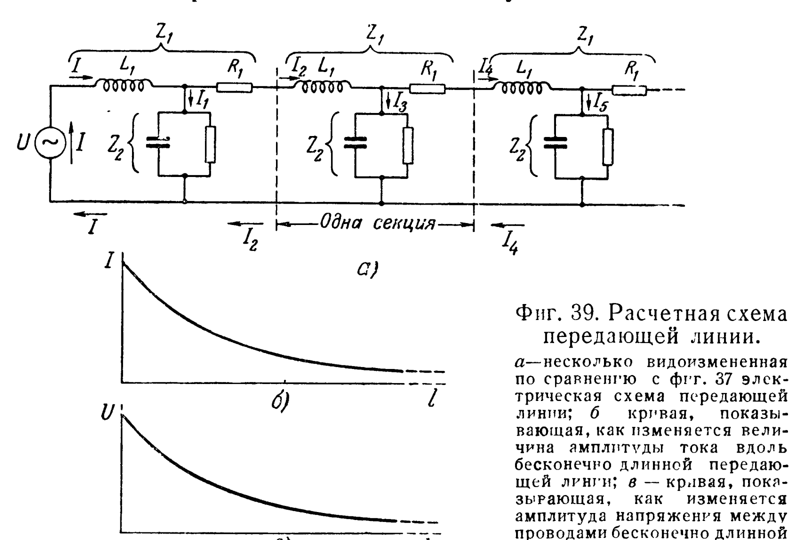
f — частота переменного тока в линии.

Скорость v электромагнитной энергии в линии зависит от ее распределенных постоянных R_1, R_2, L_1 и C_1. В практически применяемых передающих линиях она равна приблизительно скорости распространения электромагнитной энергии в свободном пространстве, т. е. скорости света: 300 000 *км/сек.*

Здесь нужно отметить одно существенное обстоятельство. Такая скорость распространения энергии в линии вовсе не означает, что с такой же скоростью перемещаются в проводах и электроны под действием приложенного напряжения. Действительная скорость перемещения электронов в проводах очень мала, — всего несколько сантиметров в секунду; со скоростью же 300 000 *км/сек* передается вдоль линии то или иное изменение в положении электронов, ведущее к их смещению и образованию поля. Это явление аналогично распространению звука (звуковых волн). Скорость звука равна 330 *м/сек*, но это вовсе не означает, что с такой же скоростью движется воздух — смещение частиц воздуха очень мало, оно составляет ничтожные доли миллиметра. Распространение звуковой волны со скоростью в 330 *м/сек* означает, что если в данной точке пространства сгущение или разрежение воздуха достигло, например, максимума, то со скоростью в 330 *м/сек* перемещается положение этого максимума в пространстве.

Характеристическое сопротивление линии. Одним из основных параметров, характеризующих передающую линию, является ее характеристическое или волновое сопротивление Z_0. Чтобы легче понять, что представляет собой Z_0, вообразим однородную передающую линию, т. е. линию,

все секции которой состоят из одинаковых распределенных постоянных R_1, R_2, L_1 и C_1, бесконечно большой длины, к одному из концов которой подключен источник переменного тока. Входное сопротивление, которое будет представлять такая линия для генератора, и является ее характеристическим сопротивлением Z_0. Оно будет зависеть только



Фиг. 39. Расчетная схема передающей линии.

а—несколько видоизмененная по сравнению с фиг. 37 электрическая схема передающей линии; *б* кривая, показывающая, как изменяется величина амплитуды тока вдоль бесконечно длинной передающей линии; *в* — кривая, показывающая, как изменяется амплитуда напряжения между проводами бесконечно длинной передающей линии.

от ее распределенных постоянных и определяется соотношением

$$Z_0^2 = Z_1 Z_2 \text{ или } Z_0 = \sqrt{Z_1 Z_2} \text{ ом},$$

где Z_1 — сопротивление, составленное из последовательно включенных R_1 и L_1 постоянных секции;

Z_2 — сопротивление, составленное из параллельно включенных R_2 и C_1 постоянных секции.

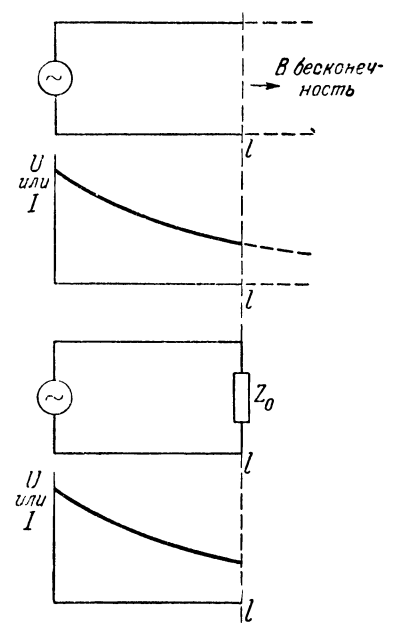
Проследим, как будут изменяться амплитуды тока и напряжения вдоль линии при посылке в нее энергии. Для этого мы должны обратиться к приведенной на фиг. 37 эквивалентной схеме передающей линии, воспроизведенной в несколько ином виде на фиг. 39,*а*. Из этой схемы видно, что амплитуда тока I, который посылается генератором в линию и определяется, как всякий ток в линейной цепи, по закону Ома: $I = \frac{U}{Z_0}$, где U — амплитуда напряжения генератора, будет

по мере продвижения в линии постепенно уменьшаться, так как часть тока будет ответвляться в ветви Z_2. Поэтому амплитуда тока, например, в секции *2* будет равна $I_2 = I - I_1$, в секции *3* $I_4 = I_2 - I_3$ и т. д. Чем на большее число секций мы разобьем линию, тем скачки в изменении амплитуд токов будут получаться все меньшими и при равномерном распределении бесконечно большего числа секций, из которых состоит действительная линия, уменьшение амплитуды тока вдоль ее длины будет происходить по плавной кривой, изображенной на фиг. 39,*б*; в «конце» бесконечно длинной линии ток всегда равен нулю.

Совершенно аналогично распределится вдоль линии и амплитуда напряжения, так как вдоль каждой секции ее будет иметь место падение напряжения (например, $U_1 = I_1 Z_1$) и к «концу» линии в ней потеряется все напряжение; там оно станет равным нулю (фиг. 39,*в*). Практически осуществить линию бесконечно большой длины, конечно, нельзя. Генератору совершенно безразлично, будет ли линия действительно бесконечной длины или она будет иметь какую-нибудь определенную длину, но в конце ее будет помещено сопротивление, равное характеристическому сопротивлению Z_0 данной линии. Это и понятно, так как любой участок, отрезок линии характеризуется сопротивлением Z_0 и потому можно в любом месте бесконечно длинную линию обрезать и вместо отброшенной части включить сосредоточенное сопротивление, «нагрузку», равную Z_0; генератор этой замены не почувствует. Разница будет только в том, что амплитуды тока и напряжения в такой линии не будут падать до нуля, а упадут только до тех значений, которые они имели бы в бесконечно большой линии в тех ее точках, где включено Z_0 (фиг. 40). Это напряжение и будет напряжением между концами нагрузки.

Энергия, посылаемая генератором в бесконечно длинную линию, вся расходуется в линии, о чем и говорит падение тока и напряжения в конце ее до нулевого значения. Каждый участок линии поглощает энергию, пропорциональную его длине. Если конечная линия нагружена на сопротивление, равное ее характеристическому сопротивлению Z_0 (фиг. 40), то в линии поглотится соответствующая ее длине часть мощности (равноценно тому, что было в соответствующем участке бесконечно длинной линии), а остальная часть посылаемой генератором мощности поглотится в нагрузке Z_0, заменяющей отброшенную часть бесконечно длин-

ной линии. Мы получаем в этом случае так называемое согласование сопротивлений: сопротивление нагрузки согласовано с характеристическим сопротивлением линии, эти сопротивления уравнены и вся посылаемая в линию совместно с ее нагрузкой энергия поглощается в этой комбинированной цепи.

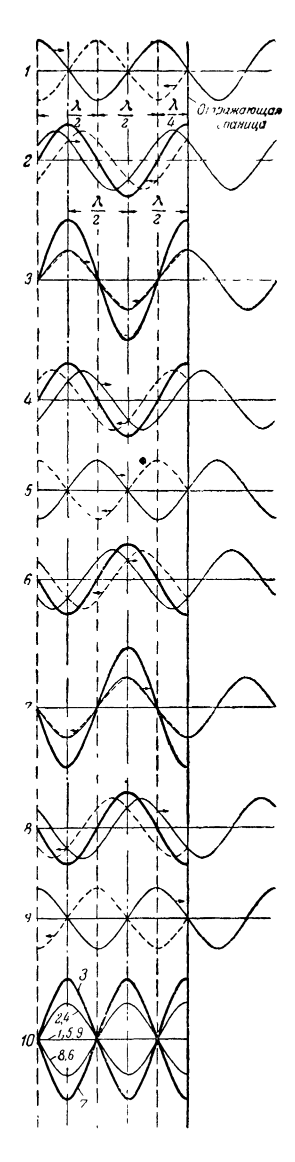


Фиг. 40. Если бесконечно длинную передающую линию в каком-нибудь месте оборвать и подключить к ней в этом месте «нагрузку», равную характеристическому сопротивлению линии Z_0, то распределение тока и напряжения в оставшейся части линии не изменится.

Если линию конечной длины нагрузить на сопротивление, не равное ее характеристическому сопротивлению, то энергия, посылаемая источником в линию, в такой нагрузке поглотится только частично, непоглощенная часть ее отразится от нагрузки и направится обратно к источнику энергии. В линии получится две электромагнитных волны — одна, идущая от источника мощности к нагрузке («падающая волна»), вторая — идущая от нагрузки к источнику мощности («отраженная волна»). Понятно, что эти две волны будут налагаться друг на друга и в результате в линии установится одна результирующая волна. Форма этой волны и ее свойства играют в области УВЧ чрезвычайно большую роль и поэтому их нужно очень хорошо уяснить себе. Свойства этой результирующей электромагнитной волны в линии являются общими, присущими волнам любого рода, а не только электромагнитным. Поэтому рассмотренный ниже результат будет справедлив для любых волн.

Пусть имеется какая-нибудь падающая волна, которая, встречая на своем пути какое-либо препятствие, от него отражается и идет навстречу очередной падающей волне.

На фиг. 41 показаны положения падающей волны, движущейся слева направо, через каждые четверть периода (тонкие сплошные линии). На тех же фигурах показаны положения в те же моменты времени отраженной волны (пунктирные линии), движущейся справа налево. Нетрудно, между прочим, заметить, что отраженные волны являются здесь зеркальным изображением продолжения падающей волны, которая существовала бы за отражающей границей (фиг. 41). Складывая в каждой точке значения падающей и отраженной волн (с учетом их знаков) для каждого из изображенных на фиг. 41 *1—9* положений падающей и отраженной волн, найдем значение и положение результирующей волны; она изображена на тех же фигурах сплошными толстыми линиями. Следует обратить внимание на весьма интересные, очень существенные свойства этой результирующей волны:



Фиг. 41. График, поясняющий образование стоячих волн.

1. В некоторых точках результирующая волна всегда имеет нулевое значение. Нетрудно определить и места этих нулевых значений результирующих волн: они отстоят на расстоянии одной, трех, пяти и т. д. четвертей волны — вообще **нечетного** числа четвертей волн — от отражающей границы (эти места отмечены на фиг. 41 вертикальными пунктирными линиями). Эти постоянные точки нулевых значений результирующей волны носят название **узлов**.

2. В некоторых точках результирующая волна всегда имеет наибольшее значение. Места этих наи-

больших значений результирующей волны расположены в данном случае на отражающей границе и на расстояниях половины волны, длины волны и вообще на расстоянии четного числа четвертей волны от отражающей границы (эти места отмечены на фиг. 41 вертикальными линиями — пунктир с точкой). Эти постоянные точки максимальных значений результирующих волн носят название пучностей.

На фиг. 41 (*10*) дано изображение результирующей волны для ряда последовательных моментов, соответствующих изображениям на фиг. 41 (*1—9*). Из этой последней фигуры видно, что хотя частицы, образующие волну, везде (за исключением узлов) совершают колебания вверх и вниз, но сама волна кажется стоящей на месте, так как гребни результирующей волны не перемещаются ни в прямом, ни в обратном направлениях движению падающей волны. Поэтому такая результирующая волна носит название стоячей волны в противовес бегущим волнам (падающей и отраженной), гребни которых все время смещаются (со скоростью света c — в воздухе или скоростью $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$, если линия — в диэлектрике). Длина стоячей волны равна, конечно, длине волны падающей или отраженной, как равны и их периоды колебаний. Расстояние между ближайшими пучностями или ближайшими узлами равно половине длины волны, а расстояние между соседним узлом и пучностью — четверти длины волны, т. е. узлы и пучности сдвинуты друг относительно друга на четверть волны (на четверть периода, или 90°).

Очень наглядную иллюстрацию такого волнового движения можно получить с помощью длинной веревки. Если растянуть длинную веревку, один конец ее оставить свободным, а за другой конец дергать веревку вверх и вниз, то можно увидеть, как по веревке побежит волна. Это — бегущая волна. Если теперь удаленный конец веревки привязать к чему-нибудь неподвижному, например к ручке двери, и опять дернуть сильно веревку вверх и вниз за свободный конец, то можно наблюдать бегущую по веревке волну, ее отражение от «границы» и отраженную волну, идущую в направлении, обратном посланной волне. Если теперь непрерывно посылать по веревке волны, дергая непрерывно вверх и вниз за ее свободный конец, то легко увидеть сложение или, как говорят, интерференцию между падающей и отраженными волнами. Если менять

частоту движения вверх и вниз свободного конца веревки, можно подобрать условия, при которых на веревке получатся стоячие волны, причем в этом случае на удаленном конце веревки будет иметь место первый узел, следующий узел получится на расстоянии полуволны от закрепленного конца и т. д., а между узлами — как раз посредине между ними — получатся пучности волны. Но в общем случае, будет ли на точке отражения получаться узел или пучность, это зависит от условий отражения. Если веревка закреплена на удаленном конце прочно, к массивному предмету, то граничные условия получаются таковы, что в точке крепления веревки ее движение становится невозможным и, естественно, в этом случае в месте отражения получается узел.

Совершенно аналогичные условия получаются и в случае отражения электромагнитных волн в передающей линии. Получатся ли стоячие волны тока (и напряжения) с узлом или пучностью на конце линии или получатся они с промежуточным значением между ними, это будет зависеть от условий нагрузки линии на конце, т. е. от свойств нагрузочного сопротивления $Z_н$ в конце линии.

В зависимости от свойств самой линии узлы тоже могут быть или действительно нулями тока (или напряжения), или же иметь некоторые минимальные величины колебаний. Последнее обстоятельство зависит от поглощения волны в линии, т. е. от потерь — активного сопротивления линии, поглощающих энергию электромагнитной волны и искажающих результаты.

Максимум (пучность) тока будет соответствовать точке, где вся энергия электромагнитной волны сосредоточена в магнитном поле (энергия магнитного поля пропорциональна квадрату амплитуды тока), тогда как максимум (пучность) напряжения будет соответствовать точке, где вся энергия электромагнитной волны сосредоточена в электрическом поле (энергия электрического поля пропорциональна квадрату напряжения). Во всех промежуточных точках энергия волны распределена соответственно между электрическим и магнитным полем. Сумма энергии электрического и магнитного полей плюс потери энергии в линии за все время всегда остается постоянной и равной всей энергии, посланной за то же время генератором в линию. Так как и ток и напряжение меняются по величине и сдвинуты друг относительно друга на 90° или нахо-

дятся, как говорят, в квадратуре, то в пределах половины длины волны, когда ток имеет максимальное значение, вся энергия сосредоточена в магнитном поле. В этот момент напряжение повсюду равно нулю и, следовательно, энергия электрического поля равна нулю. Через четверть периода ток равен нулю, энергия магнитного поля равна нулю, но в этот момент напряжение получает максимальное значение и, следовательно, вся энергия волны переходит в энергию электрического поля. Таким образом, происходит переход энергии магнитного поля в энергию поля электрического, т. е. происходят колебания электромагнитной энергии волны в такт колебаниям электрических зарядов в линии.

Передающие линии при УВЧ. При УВЧ все расчеты с передающими линиями упрощаются, так как при таких частотах индуктивное сопротивление ωL_1 получается много больше сопротивления R_1 и сопротивление R_2 много больше емкостного сопротивления $\frac{1}{\omega C_1}$. Это приводит к тому, что характеристическое сопротивление линии Z_0 определяется соотношением

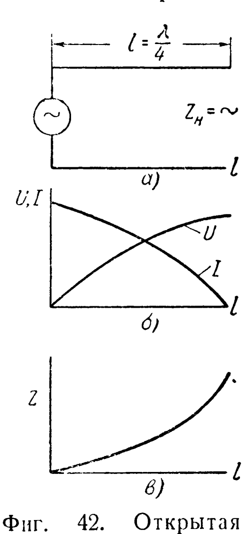
$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \text{ ом.}$$

Как видно, при УВЧ Z_0 не зависит от частоты и имеет поэтому характер чисто активного сопротивления. По той же самой причине и затуханием в линиях при УВЧ можно пренебрегать, тем более, что очень часто длина линий, применяемых в области УВЧ, бывает мала по сравнению с длиной волны, составляя обычно только часть длины волны. Поэтому, если в передающей линии при УВЧ получается почему-либо стоячая волна, то узлы характеризуются значениями тока или напряжения, близкими к нулю. Так как потери в линии при УВЧ получаются ничтожно малыми, то при согласовании такой линии с нагрузкой, т. е. при $Z_н = Z_0$, вся мощность, посылаемая в линию, практически будет расходоваться в нагрузке, и к. п. д. линии в этом случае получается весьма большим. Эти условия используются, например, когда нужно передать мощность от генератора УКВ к удаленной от него антенне и т. п. Но такое использование передающей линии не является единственно возможным и даже не всегда желательным. Не согласовывая нагрузку с линией, можно последнюю ис-

пользовать в совершенно других ролях и при том крайне эффективно.

Мы рассмотрим два случая применения рассогласованных передающих линий, нашедших весьма широкое применение в области УВЧ.

Рассмотрим передающую линию, длина которой равна четверти посылаемой в нее длины волны, т. е. $l = \frac{\lambda}{4}$. Пусть эта линия разомкнута на конце, т. е. $Z_н = \infty$ (фиг. 42,*а*).

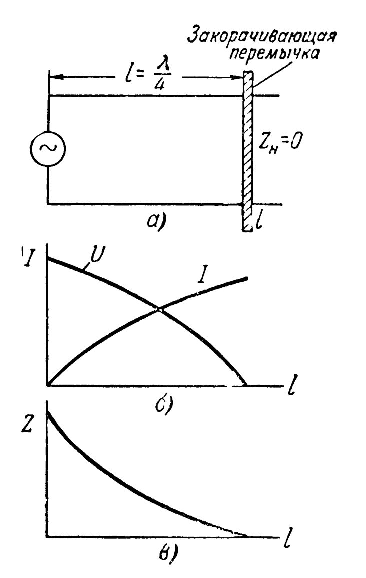


Фиг. 42. Открытая линия длиной в $\frac{1}{4}$ λ.

а—передающая линия длиной в четверть волны (разомкнутая на конце); *б* — изменения тока и напряжения вдоль линии *а*; *в*—изменение сопротивления между проводами вдоль линии *а*.

Посланная генератором тока в такую линию электромагнитная волна, дойдя до разомкнутого конца линии, отразится от нее (так как $Z_н$ не равно Z_0), и отраженная волна, интерферируя с падающей, создаст в линии стоячую волну. Совершенно логично заключить, что у этой стоячей волны в конце линии получится узел (нуль) тока, так как ток не может пройти от одного провода к другому через разрыв линии. Пучность тока, его максимум, будет сдвинут от узла на расстояние в $^1/_4$ λ, т. е. получится на входе линии, в месте включения генератора. Так как в узле тока магнитная энергия электромагнитной волны будет равна нулю, то вся энергия этой волны перейдет в энергию электрического поля, т. е. в этом месте получится пучность напряжения. Очевидно, что в пучности тока, т. е. у входа в линию, будет иметь место узел напряжения (фиг. 42, *б*). Во всех промежуточных точках линии — от начала до ее конца — энергия электромагнитной волны будет распределена между ее электрическим и магнитным полями соответственно распределению по ней напряжения и тока. На основании зависимости, существующей между напряжением и током, $\frac{U}{I} = Z$, можно построить кривую изменения сопротивления между проводами такой линии вдоль ее длины (фиг. 42, *в*); оно будет равно нулю в узле напряжения и будет наибольшим в пучности напряжения.

Рассмотрим теперь случай передающей линии длиной $l = {}^{1}/_{4}\lambda$, но замкнутой на конце накоротко ($Z_н = 0$) — фиг. 43,*а*. И в данном случае, поскольку $Z_н$ не равно Z_0 линии, в линии устанавливается стоячая волна тока и напряжения, но только с той разницей по сравнению с фиг. 42, что в месте короткого замыкания линии напряжение, естественно, должно быть равно нулю (или в крайнем случае при плохом замыкании иметь минимальное значение), а ток должен быть максимальным. Соответственно с этим ток, напряжение и Z линии распределяются по ее длине согласно кривым фиг. 43,*б* и *в*, т. е. получается картина, обратная кривым фиг. 42, *б* и *в*.



Фиг. 43. Замкнутая линия длиной в $\frac{1}{4}\lambda$.

а — передающая линия длиной в четверть волны, замкнутая на конце накоротко; *б* — изменения тока и напряжения вдоль линии *а*; *в* — изменение сопротивления между проводами вдоль линии *а*.

Конечно, все эти соотношения имеют место только в том случае, если линия «резонирует» с частотой источника мощности, т. е. когда на ней укладывается ровно четверть длины волны.

Практическое применение линии в четверть длины волны. Рассмотрение кривых изменения Z линии на фиг. 42,*в* и 43,*в* показывает, что в первом случае, т. е. при разомкнутой линии длиной в четверть волны, входное сопротивление линии равно нулю или во всяком случае очень близко к этому значению. То обстоятельство, что такая линия настроена в резонанс, т. е. обладает только активным сопротивлением, и что ее входное активное сопротивление минимально, указывает, что ее свойства аналогичны свойствам обычного колебательного контура, составленного из последовательно включенных сосредоточенных L и C и настроенного в резонанс. Такой контур, как известно, тоже обладает при настройке в резонанс минимальным сопротив-

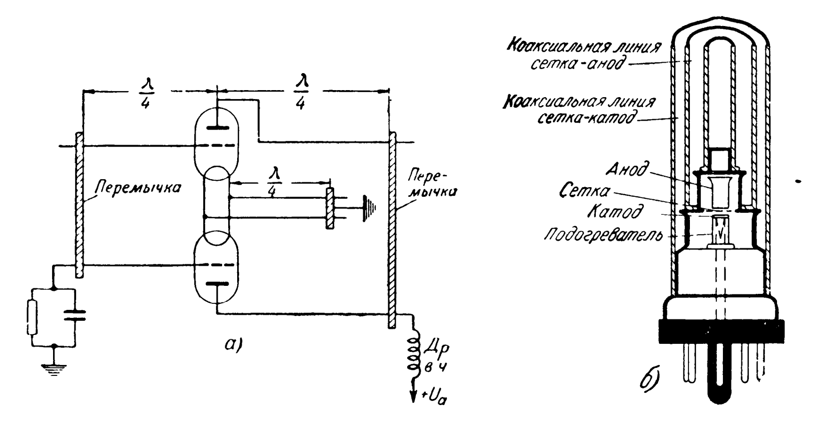
лением и его свойства как колебательного контура определяются величиной его добротности Q. Контур тем совершеннее, чем больше Q, которое в свою очередь тем больше, чем меньше потери в нем. Так как потери в линии практически очень близки к нулю, то разомкнутая линия в четверть длины волны может быть использована в качестве последовательного колебательного контура, гораздо более совершенного, чем обычный контур, ввиду очень большого значения Q такого контура. Если в обычных контурах из сосредоточенных постоянных Q имеет значение максимум порядка 100—200 единиц, то Q в случае резонирующей разомкнутой линии в четверть длины волны достигает значения многих тысяч единиц. Такая линия может служить в области УВЧ, например, прекрасным фильтром для ее резонансной частоты, для которой она представляет практически короткое замыкание.

Короткозамкнутая линия длиной в четверть волны обладает, наоборот, большим входным активным сопротивлением, и является аналогичной параллельному резонансному контуру, составленному из сосредоточенных постоянных L и C. И опять-таки, так как потери в такой линии практически ничтожны, то Q такой линии достигает, как и в первом случае, громадных значений, а входное сопротивление, которое она представляет для источника мощности, может достигать сотен тысяч ом. Применяя короткозамкнутые линии длиной в четверть волны в качестве колебательных контуров, обладающих необычно большим Q, можно получить генераторы для УВЧ, отличающиеся большой стабильностью генерируемых колебаний и большой мощностью. Такими ствойствами данная линия обладает только при настройке ее в резонанс, т. е. для одной волны. Меняя длину линии передвижением короткозамыкающего ее мостика вдоль проводов линии, можно менять резонансную частоту линии, т. е. колебательной системы и тем самым расширить диапазон настройки данного генератора до желаемых пределов.

Мало этого. Было указано выше (стр. 48), что при УВЧ на частоту генерируемых колебаний оказывают большое влияние индуктивности вводов и внутренние емкости ламп, так как они изменяют резонансные частоты подключаемых к электродам колебательных контуров.

Используя в качестве колебательного контура короткозамкнутую линию, можно легко преодолеть это препятствие, так как вносимые самими лампами и всеми соединительны-

ми проводами емкости и индуктивности легко могут быть скомпенсированы соответствующим укорочением линии. Сконструированы лампы (например, так называемая «маячковая» лампа), в которых электродам придана такая конструкция, что они одновременно служат продолжением внешней настраивающейся линии. Все это дало возмож-



Фиг. 44. Линия как контур.

а — принципиальная схема лампового генератора УВЧ с колебательными контурами в виде короткозамкнутых отрезков передающей линии длиной в $\frac{1}{4}\lambda$; *б* — „маячковая" лампа с коаксиальными линиями в качестве колебательных контуров: сплошными линиями изображен разрез лампы, штриховкой показаны разрезы коаксиальных линий.

ность повысить частоту устойчивых и относительно мощных колебаний УВЧ. На фиг. 44 приведена одна из возможных схем (принципиальная) генератора УВЧ с двумя настраивающимися колебательными контурами в виде короткозамкнутых линий в цепях сетки и анода (фиг. 44,*а*) и показана в разрезе маячковая лампа (фиг. 44,*б*).

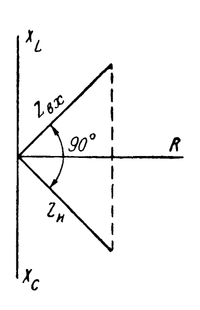
Обращает на себя внимание в схеме фиг. 44,*а* включение и в цепь накала короткозамкнутой линии длиной в четверть волны — она служит для преграждения пути токам УВЧ в цепь накала, так как высокое входное *Z* такой линии этих токов не пропускает. Что касается применения маячковой лампы, то в этой конструкции вместо открытых линий, которые мы рассматривали до настоящего времени, используется концентрическая линия — «кабель», которая представляет следующую конструкцию: один провод линии

проходит по центру внутри трубы, которая является другим проводом линии. Такая конструкция, по существу дела, никаких изменений в наши рассуждения не вносит и ведет она себя так же, как и обычная двухпроводная линия. Концентрическая линия имеет даже и некоторые преимущества перед двухпроводной линией. У двухпроводной линии всегда имеет место некоторое излучение электромагнитной энергии в пространство, что увеличивает потери в линии и, следовательно, уменьшает ее Q. У концентрических линий такое излучение не имеет места, поскольку внешний провод ее играет роль экрана. Поэтому потери у концентрической линии меньше и Q таких линий получается еще больше, чем у двухпроводных открытых линий.

То обстоятельство, что у короткозамкнутых линий длиною в $^1/_4\ \lambda$ входное сопротивление получается очень большим, позволяет использовать такие линии в качестве изоляторов — опор для другой линии. Для этого достаточно полосу меди длиной в полволны изогнуть в виде буквы U и использовать ее в виде опоры для двухпроводной линии, не применяя никакой дополнительной изоляции между U-образной опорой, линией и землей.

Перечисленными выше свойствами далеко не исчерпываются полезные качества резонирующих линий длиной в четверть волны. Линия длиной в четверть волны позволяет легко осуществить, например, сдвиг фаз на 90°. Можно показать, что если входное сопротивление, которое «видит» источник мощности, подключенный к такой линии, нагруженной на конце полным сопротивлением $Z_н$, равно $Z_{вх}$, то между $Z_н$, $Z_{вх}$ и Z_0 существует соотношение $Z_0^2 = Z_{вх} Z_н$. Так как в области УВЧ Z_0 имеет, как указывалось раньше, чисто активный характер, то приведенная зависимость говорит о том, что произведение $Z_{вх} Z_н$ должно быть также активным. Это в свою очередь означает, что если, например $Z_{вх}$, должно состоять из активного и индуктивного сопротивлений, то $Z_н$ должно состоять из активного и емкостного сопротивлений (фиг. 45), т. е. линия в четверть волны производит сдвиг фаз на 90°. Таким образом, получается, что линия в четверть волны меняет не только величину полного сопротивления, но и его характер, т. е., как говорят, «инвертирует» нагрузку. Такое свойство линии широко используется в ряде устройств.

Соотношение $Z_0 = Z_{вх} Z_н$ указывает и путь для согласования линии с нагрузкой. Допустим, что от выхода радиопередатчика идет передающая линия с характеристическим сопротивлением $Z = Z_{вх} = 600$ *ом* к антенне с сопротивлением $Z_н = 72$ *ом*. Так как $Z_0 = \sqrt{Z_{вх} Z_н}$, то $Z_0 = \sqrt{600 \cdot 72} = 208$ *ом*. Это значит, что если между концом длинной линии с характеристическим сопротивлением в 600 *ом* и антенной включить согласующую линию длиной в четверть волны с характеристическим сопротивлением $Z_0 = 208$ *ом*, то передатчик и первая линия будут согласованы с антенной и отдадут ей наибольшую мощность.

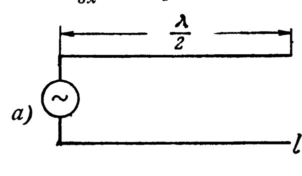


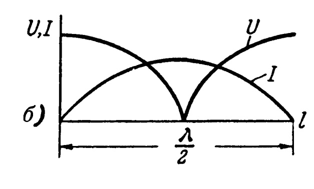
Фиг.45. График, показывающий, как отрезок передающей линии длиной в $\frac{1}{4}\lambda$ изменяет фазу нагрузки на 90°.

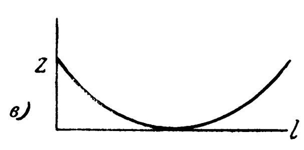
Линия длиной в полволны. В области УВЧ широко применяются не только линии длиной в четверть волны, но и длиной в полволны. Вывести свойства линии длиной в полволны нетрудно, если ее рассматривать как две линии, каждая длиной в четверть волны, включенных последовательно. Несколько выше было указано, что линия в четверть волны инвертирует нагрузку. Следовательно, две такие линии, соединенные последовательно, вернут нагрузку к первоначальной ее форме, какую она имела до инвертирования. Это показано графически для разомкнутой линии длиной в полволны на фиг. 46. Как видно, такая линия будет представлять на входе высокое полное сопротивление аналогично короткозамкнутой линии в четверть длины волны. Нетрудно видеть, что короткозамкнутая линия длиной в полволны будет представлять на входе очень малое полное сопротивление аналогично разомкнутой линии в четверть волны.

Свойства передающих линий при длинах, отличных от $\frac{\lambda}{4}$ и $\frac{\lambda}{2}$. Совершенно очевидно, что при данной длине волны $Z_{вх}$ линии будет меняться с длиной линии, так как при этом будут меняться действующие на входе значения емкости или индуктивности линии. Теория передающих линий показывает, что в случае короткозамкнутой линии $Z_{вх}$ меняется согласно формуле $Z_{вх} = Z_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}$, где λ — длина

волны и l — длина линии. Графически это уравнение изображается кривыми, представленными на фиг. 47, из которых видно, что если $l < \frac{\lambda}{4}$, то $Z_{вх}$ положительно, т. е. линия действует как индуктивность. Если l лежит между $\frac{\lambda}{4}$ и $\frac{\lambda}{2}$, то $Z_{вх}$ — отрицательно, т. е. линия действует как емкость.







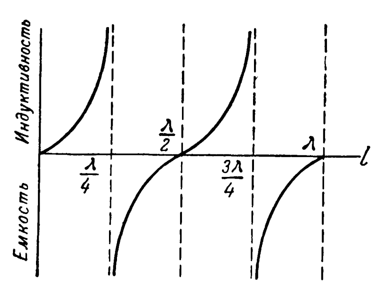
Фиг. 46. Полуволновая линия.
а — отрезок передающей линии длиной в полдлины волны; *б* — изменения тока и напряжения вдоль линии *а*; *в* — изменения сопротивления между проводами вдоль линии *а*.

При $l = \frac{\lambda}{4}$ $Z_{вх}$ равно теоретически бесконечности, т. е. линия действует как идеальный параллельный резонансный контур; при $l = \frac{\lambda}{2}$ $Z_{вх} = 0$, т. е. линия действует как идеальный последовательный резонансный контур, что мы видели уже раньше. Таким образом, меняя длину линии, можно ее использовать не только как резонансный контур того или иного вида, но или как емкость, или как индуктивность, причем эти емкости и индуктивности получаются более совершенными, чем катушки и конденсаторы, так как они обладают меньшими потерями, ближе подходят к понятию чистых, идеальных емкостей и индуктивностей. Значения этих величин определяются при заданной длине волны λ соответствующей длиной линии. Это свойство широко используется в технике УВЧ.

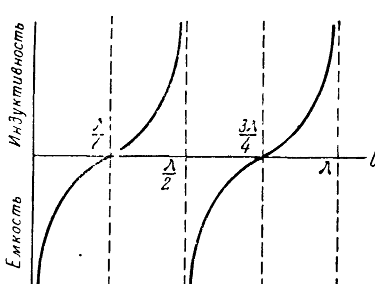
Для разомкнутых линий $Z_{вх}$ изменяется в зависимости от длины линии при данной длине волны согласно соотношению $Z_{вх} = Z_0 \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda}$. Графически это уравнение изображено на фиг. 48, из которых видно, что и такую линию в зависимости от ее длины можно использовать в качестве или емкости, или индуктивности, или резонансного контура того или иного вида.

Трансформирующее действие линии. Передающая линия может действовать и как повышающий или понижающий

трансформатор в зависимости от соотношения между длиной линии и длиной волны и от типа нагрузки на конце линии. В случае, например, короткозамкнутой линии длиной в четверть волны или вообще длиной в нечетное число

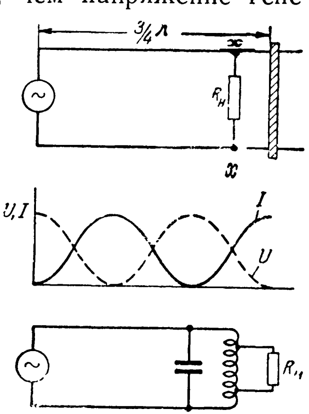


Фиг. 47. График, показывающий изменение величины и характера сопротивления между проводами короткозамкнутой линии в зависимости от ее длины l при данной λ.



Фиг. 48. График, показывающий изменение величины и характера сопротивления между проводами разомкнутой на конце линии в зависимости от ее длины l при данной λ.

четвертей длин волн распределение тока и напряжения на ней будет иметь вид, показанный на фиг. 49. Если в точках x — x включить нагрузку $R_н$, то на ней, как это видно из кривых, напряжение будет меньше, чем напряжение генератора, а ток соответственно возрастает, т. е. будет иметь место, понижающее трансформирующее действие.

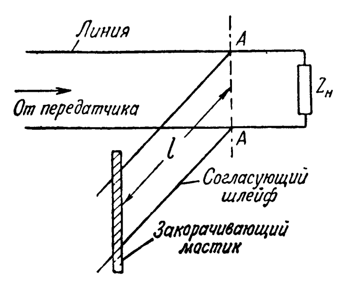


Фиг. 49. Чертеж, показывающий трансформирующее действие короткозамкнутой передающей линии длиной в $^3/_4$ λ.

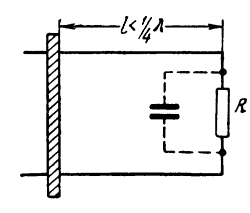
Повышающий трансформатор получится, если линия разомкнута на конце и длина ее равна нечетному числу четвертей длин волн. Шунтирующая линию нагрузка не должна быть слишком реактивной и в то же время не должна быть слишком малой, так как в каждом таком случае получаются искажения в распределении вдоль линии напряжения и тока.

Согласующие шлейфы. Прекрасным примером использования свойств передающих линий слу-

жат шлейфы длиной в $^1/_4$ и $^1/_2$ длины волны. На фиг. 50 показана линия со шлейфом. Нагрузка $Z_н$ в конце этой линии может быть любой, например это может быть антенна. Для передачи в антенну максимальной мощности должно иметь место, как известно, полное согласование сопротивлений Z_0 и $Z_н$. При УВЧ Z_0 можно считать чисто активным сопротивлением, в то время как $Z_н$ может и не быть таким и тогда реактивная составляющая нагрузки вызовет в линии стоячую волну. Назначение шлейфа заключается в том, чтобы компенсировать реактивную составляющую нагрузки $Z_н$ и тем самым обеспечить для генератора, питающего линию, активное сопротивление. Если правильно подобрать расстояние между нагрузкой и точками AA, к которым подключен шлейф, то этим будет согласована с характеристическим сопротивлением Z_0 линии активная составляющая сопротивления нагрузки $Z_н$ вместе с отрезком линии, включенным между $Z_н$ и точками присоединения шлейфа AA. Что касается реактивной составляющей сопротивления между точками AA, то она может быть скомпенсирована подключением к точкам AA короткозамкнутой линии — ш л е й ф а. Чтобы правильно подобрать нужную длину l шлейфа, на его конце ставят замыкающую накоротко перемычку и передвигают ее до тех пор, пока стоячая волна в линии не исчезнет. Вариант указанного принципа изображен на фиг. 51, где емкость, образующаяся обычно на зажимах активного сопротивления при УВЧ, нейтрализируется подключением к зажимам короткозамкнутой линии длиной меньше $^1/_4\ \lambda$, так как при такой длине она носит индуктивный харак-



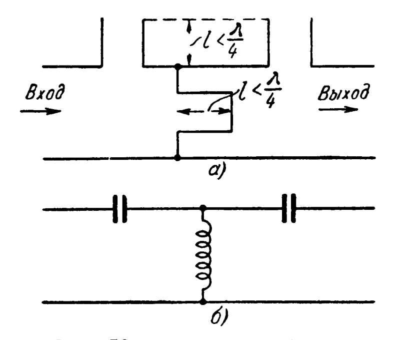
Фиг. 50. Передающая линия с короткозамкнутым шлейфом для согласования нагрузки $Z_н$ на конце линии с характеристическим сопротивлением линии.



Фиг. 51. Вариант принципа схемы фиг. 47, часто применяющийся для компенсации емкостной составляющей нагрузочного сопротивления.

тер. Эта идея часто используется для ослабления междуэлектродной емкости, мешающей работе аппаратуры на УВЧ.

Наконец, нужно указать еще важное использование передающих линий в области УВЧ. Так как в зависимости от своей длины линия может действовать при данной λ, то как чистая емкость, то как чистая индуктивность, то возникает возможность создать почти идеальный фильтр для более высоких или для более низких частот — полосовой фильтр. Например, на фиг. 52,*а* показан фильтр высших частот, составленный из линий, а на фиг. 52,*б* — его эквивалентная схема, поясняющая действие такого «линейного» фильтра.



Фиг. 52. Линия как фильтр.
а — высококачественный полосовой фильтр, составленный из отрезков передающих линий; *б*—эквивалентная электрическая схема фильтра фигуры *а*.

В качестве сводки всего сказанного о передающих линиях приводится таблица, указывающая поведение линии в зависимости от ее длины.

Линия действует как (индуктивность) когда	Линия действует как (емкость) когда	Линия действует как (параллельный контур) когда	Линия действует как (последовательный контур) когда
$l < \frac{1}{4}\lambda$	$\frac{\lambda}{4} < l < \frac{1}{2}\lambda$	$l = \frac{1}{4}\lambda$	$l = \frac{1}{2}\lambda$
$\frac{\lambda}{4} < l < \frac{1}{2}\lambda$	$l < \frac{1}{4}\lambda$	$l = \frac{1}{2}\lambda$	$l = \frac{1}{4}\lambda$

Необходимо еще раз отметить, что все сказанное здесь относительно двухпроводных передающих линий в одинаковой мере относится и к коаксиальным концентрическим линиям (радиотехническим кабелям).

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

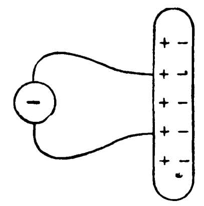
СПЕЦИАЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ДЛЯ УВЧ

Время пролета электронов. Мы видели, что, используя свойства передающих линий (или кабелей) и применяя лампы специальных конструкций, можно значительно повысить частоты генерируемых колебаний по сравнению со схемами, где применяются обычные лампы и обычные колебательные контуры. Благодаря этим мероприятиям создается возможность генерировать колебания с частотой примерно до 600 *мггц* ($\lambda = 50$ *см*). Невозможность дальнейшего повышения частоты объясняется не невозможностью использовать линии или кабели при еще более высоких частотах, а тем, что электронам для прохождения их в лампе от катода к аноду требуется определенное время. Теория показывает, что необходимое электрону время t сек. для прохождения расстояния d *см* между катодом и анодом при разности напряжений между ними U_a *в* определяется приблизительно соотношением

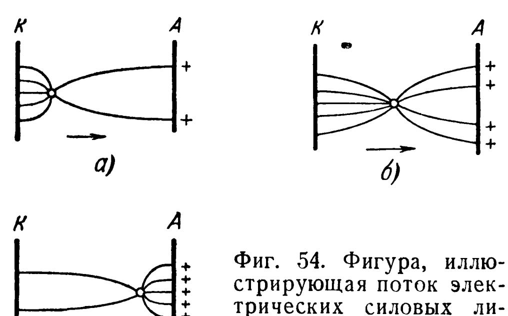
$$t \approx 0{,}335 \cdot 10^{-7} \frac{d}{\sqrt{U_a}} \text{ сек.}$$

Это время, измеряемое ничтожными долями секунды, не играет никакой роли в случае колебаний низкой частоты, когда период этих колебаний велик по сравнению со временем пролета электрона в междуэлектродном пространстве. Но допустим, что частота колебаний равна 1 000 *мггц*, что соответствует периоду $T = \frac{1}{f} = 10^{-9}$ сек. Такой же величине времени приблизительно соответствует и время пролета электронами междуэлектродного пространства. Когда период колебаний становится сравнимым со временем пролета электрона, входное сопротивление цепи сетки электронной лампы, как это будет объяснено дальше, очень сильно падает. Получающееся небольшое входное сопротивление между сеткой и катодом лампы вносит большое затухание в цепь настройки сетки (так как она, по существу, подключена параллельно к этой цепи), добротность Q этой цепи сильно снижается, а отсюда возникают и все последствия этого — нестабильность, понижение коэффициента полезного действия и т. д. Чтобы уяснить это влияние времени пролета электронов на работу лампового генератора, рассмотрим процесс прохождения электронов в лампе.

Обычно принято представлять, что прохождение тока в анодной или сеточной цепях начинается с момента, когда на эти электроды попадают эмиттированные катодом электроны. Такое представление вполне допустимо, пока речь идет о сравнительно низких частотах, когда время пролета электронов мало по отношению к периоду. При очень высоких частотах необходимо пользоваться более общей идеей прохождения электронов в цепях лампы. В действительности прохождение тока в цепи лампы начинается в тот момент, когда из катода только вылетает первый электрон.


Фиг. 53. Электрическая индукция.

Из физики известно явление электрической индукции, т. е. наведение одним зарядом других в близрасположенном к нему проводнике. Силовые электрические линии поля, если они не замкнуты сами на себя, начинаются у положительного (+) заряда и кончаются у отрицательного (—) заряда. Изменив (условно) направление линий, мы должны

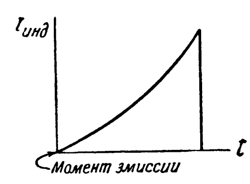


Фиг. 54. Фигура, иллюстрирующая поток электрических силовых линий, связанных с облачком электронов, в различные моменты его полета к аноду и показывающая, как увеличивается индуцируемый на аноде заряд по мере приближения электронов к аноду.

сказать, что силовые линии, начавшиеся, например, у электрона, заканчиваются на каком-нибудь близлежащем проводнике, у равного по величине положительного заряда. Иначе говоря, наш электрон «наводит», индуцирует положительные заряды в проводнике за счет смещения в нем собственных его электронов (фиг. 53). Величина этого ин-

дуцированного заряда тем больше, чем больше силовых линий индуцирующего заряда заканчивается на данном проводнике. Если число этих силовых линий почему-либо будет изменяться, то будет изменяться и число индуцируемых зарядов, что связано с бо́льшим или меньшим перемещением зарядов в проводнике. Но всякое движение зарядов — это ток. Следовательно, всякое изменение числа электрических силовых линий на проводнике индуцирует в нем ток и, очевидно, тем больший, чем больше скорость этого изменения числа силовых линий (или скорость изменения величины индуцированных зарядов).

Обратимся теперь к лампе. Рассмотрим крайне схематично процесс, происходящий в двухэлектродной лампе, т. е. состоящей из анода и катода. Как только электрон оставит катод, чтобы направиться к аноду, он сейчас же индуцирует на аноде соответствующий положительный заряд. По мере приближения электрона к аноду число силовых линий на аноде будет постепенно возрастать (фиг. 54). Следовательно, индуцируемый заряд на аноде будет постепенно возрастать, так как скорость электрона по мере приближения его к положительному электроду быстро возрастает (кинетическая энергия электрона, пропорциональная пройденному напряжению и равная $e\,U_a$ «электронвольт», где e — заряд электрона; U_a — проходимая им разность потенциалов). Когда электрон достигает анода, индуцированный в нем ток сразу спадает до нуля и в цепи анода начинает проходить обычный электронный ток, обусловленный упавшим электроном. Приблизительная картина нарастания индуцированного тока на аноде показана на фиг. 55.

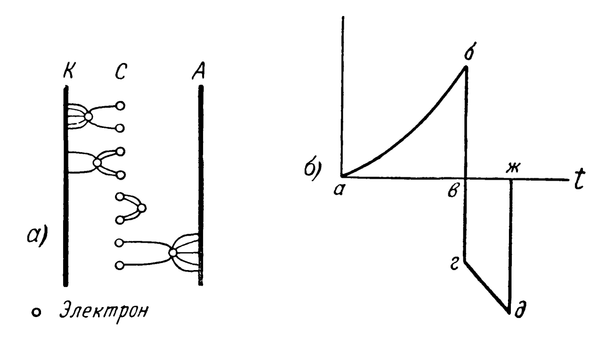


Фиг. 55. Фигура, показывающая изменение в зависимости от времени индуцируемого на аноде тока для случая фиг. 54.

Здесь важно то, что движущийся электрон индуцирует ток в электроде, мимо которого или к которому он направляется, независимо от того, попадает ли он в конце концов на этот электрод или нет. Например, в случае трехэлектродной лампы (фиг. 56,*а*) эмиттированный катодом и направляющийся к сетке электрон будут индуцировать в ней импульс тока *а*, *б*, *в* (фиг. 56,*б*), где *в* обозначает момент прохождения электрона между проводами сетки. Когда электрон пройдет сетку, в последней им индуцируется ток

обратного направления, так как число линий, заканчивающихся на сетке, после этого уменьшается и становится равным нулю в момент *ж*, когда электрон попадает на анод.

Пусть к сетке подведено переменное напряжение. Если частота этого переменного напряжения низка, т. е. период T очень велик по сравнению с временем пролета электрона к аноду, то индуцированный приближающимся к сетке электроном ток в ней будет равен и противоположен току, индуцированному этим электроном, когда он пройдет сетку и будет двигаться по направлению к аноду. Это, очевидно, произойдет потому, что условия прохождения электрона до сетки и после нее не изменяются сколько-нибудь



Фиг. 56. Электрическая индукция в триоде.

а — фигура показывает, как движущийся в триоде электрон индуцирует на его сетке и аноде заряды, а следовательно, и ток; *б* — изменение в зависимости от времени индуктированного на сетке триода тока в случае движения облачка электронов.

существенно за все короткое время полета электрона, так как все остальные процессы, происходящие в цепи сетки, протекают весьма медленно (по сравнению с временем пролета) и потому состояние сетки может быть принято вполне неизменным. Но когда период колебания напряжения сетки U_c, т. е. скорость изменения ее потенциала, становится сравнимым с временем пролета электрона, условия прохождения электрона до сетки и после нее существенно изменяются: пока электрон летит, напряжение сетки может изменить и свою величину и свой знак. В результате этого индуцированные электроном противоположные токи окажутся не равными и друг друга не скомпенсируют. Пусть, например $f = 300$ *мггц* или $T = 3 \cdot 10^{-10}$ сек. В обычных

лампах время пролета электрона через лампу (от катода до анода) равно приблизительно 10^{-9} сек. Следовательно, в этом случае за время пролета электрона на сетке произойдет больше трех полных циклов изменения напряжения. Ток, индуцированный электроном при приближении его в этих условиях к сетке, будет иным, чем ток, индуцированный им при удалении от сетки. Наличие остающегося нескомпенсированным индуцированного тока в цепи сетки эквивалентно шунтированию ее сопротивлением, уменьшающим в свою очередь Q цепи сетки со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Теория, учитывающая влияние времени пролета электронов, дает следующее выражение для входного сопротивления лампы $R_{вх}$:

$$R_{вх} = \frac{1}{kSf^2\tau^2},$$

где k — постоянный коэффициент;
S — крутизна лампы;
f — частота;
τ — время пролета электронов.

Влияние времени пролета электронов тем больше (т. е. шунтирующее сетку сопротивление тем меньше), чем больше это время τ, чем выше частота f переменного напряжения на сетке и чем больше крутизна S характеристики лампы. Постоянная k зависит от соотношения напряжений на сетке и на аноде лампы и отношения времени пролета электронов от катода до плоскости сетки и от плоскости сетки до плоскости анода.

Выражение для $R_в$ показывает не только очень быстрое возрастание влияния времени пролета с частотой на условия работы генератора, но и пути, по которым нужно итти для уменьшения этого влияния. Можно, например, увеличивать напряжение на аноде, которое увеличивает скорость движения электронов, а следовательно, уменьшает и время пролета их. Но увеличение скорости электронов, т. е. увеличение U_a, приводит к тому, что электроны ударяют в анод с большой энергией и сильно нагревают его. Необходимо применять специальные конструкции анода, позволяющие эффективно рассеивать его тепло. Это усложняет конструкцию лампы в целом и удорожает ее стоимость. Можно уменьшить — при том же напряжении на аноде — расстояния между электродами. Но близкое распо-

ложение электродов ухудшает условия охлаждения электродов и уменьшает усиление. Получается своеобразный тупик.

К этому основному вредному влиянию времени пролетов нужно дополнительно указать еще на одно его неблагоприятное действие. Скорость движения электрона возрастает лишь постепенно по мере приближения к аноду пропорционально квадратному корню из пройденной разности потенциалов и потому в начале значительная часть пути проходится с малой скоростью. Когда на такие электроны, движущиеся с разными скоростями, воздействует переменное напряжение очень высокой частоты, то получается, что часть электронов достигает анода в разное время, а часть вообще не достигает анода, а возвращается к катоду. Это очень сильно снижает полезное использование электронного потока. Все это указывает на то, что нужно строить генераторы УВЧ на новом принципе, позволяющем использовать полностью весь электронный поток лампы и избежать вредного влияния времени пролета их и тем самым получить УВЧ колебания больших мощностей с высоким к. п. д.

Может показаться даже удивительным, что выход из этого затруднения был найден в генераторах УВЧ, использующих именно время пролета электронов. К числу таких генераторов, построенных на принципе использования времени пролета, техническое признание в настоящее время получили два типа: магнетронные и клистронные генераторы.

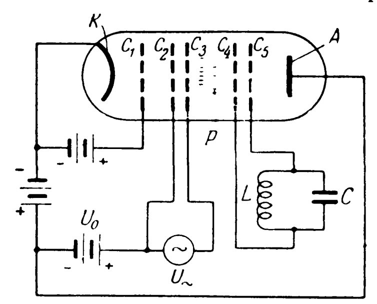
Клистроны[1]. Раньше, чем приступить к описанию клистронов и принципа их работы, необходимо уяснить поведение электронов в электрическом поле. Поведение электрона в электрическом поле отчасти нам известно, так как на нем основана работа электронных ламп. Если между катодом и анодом электронной лампы приложить постоянное напряжение U_a, то между этими электродами создается ускоряющее (положительное) электрическое поле, направленное от анода к катоду. Электрон, оставивший катод, попадая в это электрическое поле, движется к аноду, т. е. движется по направлению действующих на него сил по прямой линии — кратчайшему расстоянию между анодом и катодом. На продвижение электрона вдоль этих сил электрического поля затрачивается некоторая энергия, которую и

---

[1] Клистрон — происходит от греческого слова, обозначающего морской прибой (плескание волны).

доставляет источник напряжения. Следовательно, электрон будет отнимать от источника мощности при своем движении определенное количество энергии. За счет этой поглощаемой электроном энергии возрастает его скорость, т. е. его энергия.

Но если движущийся с определенной скоростью электрон попадет в тормозящее (отрицательное) электрическое поле, то движение электрона будет происходить против действующих на него сил и будет замедляться, т. е. скорость, а следовательно, и энергия его будут уменьшаться. Теряемая при этом электроном энергия будет отдаваться полю, тормозящему электрон. Очевидно, что если на электрон будет действовать переменное напряжение, то электрон в положительные полупериоды его будет получать некоторое ускорение, в отрицательные периоды он будет замедляться. Другими словами, в положительные полупериоды электрон будет отнимать от источника мощности определенное количество его энергии, в отрицательные полупериоды — возвращать полученную им добавочную энергию обратно источнику. Таким образом, всякое действующее на электрон переменное напряжение приводит к модуляции электронов по скоростям (скоростная модуляция) или, что то же, к модуляции электронов по их энергии; в положительные полупериоды электроны получают дополнительную энергию; в отрицательные — они отдают такое же количество энергии.



Фиг. 57. Принципиальная схема устройства клистрона.

На принципе скоростной модуляции и основана работа клистронов.

Принципиальная схема устройства клистрона и принципиальная схема клистронного генератора показаны на фиг. 57. Из этой фигуры видно, что клистрон представляет лампу с пятью сетками, катодом и анодом. Принцип работы клистрона состоит в следующем. Испускаемый катодом *K* поток электронов фокусируется в узкий луч и ускоряется положительно заряженной сеткой C_1 по направлению к сеткам C_2—C_3, находящимся под относительно высоким

положительным потенциалом U_0 (порядка нескольких тысяч вольт). Сетки C_2 и C_3 расположены очень близко друг к другу (расстояние порядка миллиметра), так что время пролета электронов через них очень мало. Наложим на постоянное напряжение U_0 небольшое переменное напряжение $U_\sim$. Если электроны достигают сеток C_2 и C_3 в тот момент, когда переменное напряжение $U_\sim$ между ними проходит через нулевое значение, то электроны пройдут между этими сетками, не испытывая на себе никакого влияния от $U_\sim$. Если же электроны достигают сеток C_2 и C_3 в положительные полупериоды напряжения $U_\sim$, они получают некоторое ускорение, в то время как в отрицательные полупериоды напряжения $U_\sim$ они будут замедляться. Таким образом, достигающие сеток C_2 и C_3 электроны будут в пространстве между ними модулироваться по скорости (по энергии). Но так как напряжение $U_\sim$ мало по сравнению с ускоряющими напряжениями U_0, то эта модуляция получается очень небольшой. Кроме того, так как изменение скоростей очень мало и время прохождения пространства между сетками C_2 и C_3 электронами очень мало, то электроны практически не будут индуцировать в этих сетках токов. Таким образом, эффект времени пролетов электронов на этих сетках получается ничтожным по сравнению с обычными лампами.

С другой стороны, поскольку скоростная модуляция электронов невелика, то получаемый от этой модуляции по скорости (энергии) эффект не может быть заметно использован. Для достижения последнего модулированный по энергии поток электронов подвергается процессу группирования («дрейфования»). Этот процесс состоит в том, что модулированный по скорости в промежутке C_2C_3 поток электронов поступает в относительно длинную трубку p (пространство группирования или дрейфа), свободную от воздействия добавочных электрических полей, где электроны, следовательно, летят с неизменной скоростью. В этом пространстве электроны, вышедшие из области C_2—C_3 с ускоренным движением, будут догонять вышедшие раньше из этого же пространства замедленные электроны и будут с последними группироваться в пучки электронов. Такие пучки электронов будут образовываться в группирующем пространстве по мере продвижения электронов

вперед. Группироваться электроны будут, очевидно, около электронов, прошедших пространство $C_2 - C_3$ при неизменной скорости, т. е. скорости, полученной ими под действием только напряжения U_0. Для лучшего уяснения процесса этого группирования рассмотрим три электрона. Первый — прошедшей через модулирующее пространство $C_2 - C_3$, когда переменное напряжение на нем было равно нулю и как раз перед переходом его в положительный полупериод; следовательно, скорость этого электрона остается неизменной. Второй — прошедший через область $C_2—C_3$ чуть позднее первого, он будет поэтому несколько ускоренным и догонит первый электрон. Третий — прошедший пространство $C_2 - C_3$ чуть раньше первого и потому вошедший в группирующее пространство слегка замедленным, он будет настигнут первым электроном. Таким образом, модулированный по скорости (энергии) в модулирующем пространстве $C_2—C_3$ электронный поток в группирующем пространстве оказывается модулированным по плотности электронов, т. е. по плотности энергии (см. фиг. 57 пунктирные черточки). Ясно само собой, что число таких пучков электронов (сгустков энергии) определяется числом периодов переменного, т. е. модулирующего, напряжения. Кстати нужно отметить, что длина группирующего пространства не должна быть большой, так как если пучки электронов будут находиться в движении долго, то они сольются опять в один общий поток — электроны рассеются по всему пространству вследствие отталкивающего действия электронов между собой. Луч потеряет все свои преимущества.

Модулированный по плотности поток электронов движется по направлению к сеткам C_4 и C_5, к которым подключен колебательный контур, настроенный в точности на частоту модулирующего напряжения $U\sim$. По мере приближения пучков электронов к сетке C_4 на ней индуктируются заряды, т. е. в цепи сетки появляется ток — движение электронов — от сетки C_4 через контур LC к сетке C_5, который создает на контуре LC напряжение с минусом на сетке C_4 и плюсом на сетке C_5, создавая, таким образом, вблизи сетки C_4 тормозящее поле. Входя в это поле, пучок электронов замедляется, т. е. отдает в цепь сетки C_4 часть своей энергии. При удалении пучка электронов от сетки C_4 по направлению к сетке C_5 направление индуктированного тока в цепи сетки меняется, в результате чего тормозящее поле появится на сетке C_5, что заставит сгусток электронов

отдать еще часть своей энергии цепи сеток C_4—C_5. Затем потерявшие значительную часть своей энергии электроны направляются к аноду и отводятся внешней цепью на катод. Чтобы, по возможности, полностью использовать энергию пучков электронов, нужно, очевидно, сетки C_4, C_5 — так называемый **уловитель энергии** — расположить в том месте группирующего пространства, где образуются эти пучки, тогда получается максимальный импульс энергии, создающий значительный импульс тока в цепи уловителя. Частота этих импульсов будет равна частоте модулирующего напряжения $U\sim$, и так как контур в цепи уловителя настроен в резонанс на эту частоту, то эти импульсы будут раскачивать контур в такт с его резонансной частотой, т. е. вызовут в нем значительные колебания энергии. Это действие импульсов — пучков электронов — совершенно аналогично работе усилителя класса С, где также, как известно, получаются в цепи анода импульсы тока, возбуждающие в контуре цепи анода, настроенном в резонанс с этой частотой импульсов, мощные колебания.

Как показывает исследование импульсов тока, достигающих уловителя, они состоят из большого числа гармоник. Это дает возможность путем настройки контура уловителя на соответствующую частоту выделять в него заметную мощность на данной гармонике; даже десятая гармоника дает еще значительную мощность. Это аналогично обычным генераторам на гармониках в области более низких радиочастот.

Так как необходимая для модуляции электронов по скорости мощность мала сравнительно с мощностью, которую электроны отдают уловителю, то клистрон может работать как усилитель слабых сигналов. Правда, практически он в этой роли не используется, так как он дает по некоторым причинам очень большие шумы, полностью заглушающие слабые принимаемые сигналы. Основное использование клистрона поэтому заключается в генерировании им колебаний УВЧ. Работу клистрона как генератора осуществить нетрудно; для этого достаточно лишь часть энергии, выделенной в колебательном контуре LC, подвести с надлежащей фазой обратно к сеткам C_2—C_4 (цепи модулятора), как это делается и в обычных ламповых генераторах. Как известно, для поддержания колебаний необходимо, чтобы подводимые от анодной цепи к сетке колебания совпадали бы по фазе с колебаниями на сетке, т. е. необходимо, чтобы коле-

бания, пройдя от сетки через анодную цепь обратно к сетке, получили сдвиг фазы на 360° или $2 \pi n$ радиан, где n — целое число. Это условие легко подбирается в случае обычных ламповых генераторов. В случае же клистронов для получения такого сдвига фаз необходимо учитывать ряд обстоятельств. Самый принцип работы клистрона создает сдвиг фаз, обусловленный главным образом значительным временем, затрачиваемым на прохождение электронами группирующего пространства — сигналы, действующие на сетке C_2—C_3, обнаруживаются на сетках C_4—C_5 значительно позднее. В клистроне-усилителе это не имеет существенного значения, но в клистроне-генераторе это сказывается уже весьма существенно. Нужно заметить, что в клистронных генераторах в качестве контуров используются особые типы их — так называемые объемные резонаторы, которые мы рассмотрим несколько позднее. Сейчас же укажем только, что клистронный генератор содержит такие контуры и в цепи сеток C_2—C_3 и сеток C_4—C_5 и обратная связь между этими клистронами осуществляется обычно коаксиальным кабелем, служащим для передачи энергии от контура уловителя к контуру модулирующему. Проследим сдвиги фаз, возникающие в такой схеме (практическую схему клистронного генератора см. фиг. 92, гл. 6). Первый сдвиг фаз создается на пути от сеток C_2—C_3 до сеток C_4—C_5 и обусловлен группирующим пространством. Время для прохождения этого пространства относительно велико и зависит от: 1) длины группирующего пространства; 2) от скорости, с которой электроны входят в область модулирующих их сеток C_2—C_3; 3) от изменения скорости, вызываемого действием модулирующего напряжения $U_{\sim}$. Так как длина группирующего пространства не может быть, как указывалось, очень малой (иначе не сможет получиться группирование электронов), а также и очень большой, то обычно эта длина выбирается такой, что время прохождения ее электронами составляет несколько периодов модулирующего напряжения.

Обусловленный группирующим пространством сдвиг фаз зависит, как показывает теория, от частоты модулирующего напряжения, длины d группирующего пространства и от ускоряющего напряжения U_0 на сетках C_2 — C_3. Например, при $f = 1\,000$ *мггц*, $U_0 = 1\,600$ *в* и $d = 3{,}6$ *см* сдвиг фаз получается в 540°.

Следующий сдвиг фаз вносится петлей обратной связи (коаксиальным кабелем, соединяющем оба контура). Раньше было указано, что центром пучков электронов служат электроны, оставляющие модулирующее пространство с неизменной скоростью, т. е. проходящие его при нулевом значении модулирующего напряжения. Далее, пучки электронов должны проходить улавливающие сетки при максимальных отрицательных на них напряжениях — в этом случае получается максимальное затормаживающее поле и максимальная отдача электронами энергии. Другими словами, между модулирующим напряжением (в цепи сеток C_2—C_3) и напряжением на контуре в цепи уловителя (сетки C_4—C_5) должен быть сдвиг фаз 90°. Полный сдвиг фаз между напряжениями на модулирующих и улавливающих сетках, равный сумме первого и второго сдвига фаз, должен быть равен $2\pi n$ только в этом случае будет соблюден необходимый баланс фаз. Из всех факторов, определяющих этот суммарный сдвиг фаз, поддается регулированию при данном клистроне и частоте колебаний только напряжение U_0. Другими словами, чтобы данный клистрон заставить колебаться при данной частоте, нужно правильно подобрать ускоряющее напряжение U_0 — это можно сделать расчетом или экспериментальным путем.

Как и во всяком генераторе, при данных условиях частота генерируемых клистронным генератором колебаний зависит от резонансной частоты контуров, причем такой генератор очень чувствителен к расстройке контуров в цепи сеток C_2—C_3 и C_4—C_5 и к изменениям напряжения U_0. Резонансные частоты этих контуров должны быть чрезвычайно близки друг к другу, в противном случае колебания получаются неустойчивыми, а установленное напряжение U_0 должно поддерживаться с максимальным постоянством. Для получения более мощных и устойчивых колебаний добротность контуров должна быть очень высока и даже линии не удовлетворяют требуемым значениям Q. Это и привело к необходимости дальнейшего усовершенствования колебательных контуров для работы клистрона, который вообще может удовлетворительно работать на частотах порядка 3 000 *мггц*. Такие контуры и схемы, практически пригодные для использования клистрона в качестве генератора, будут приведены ниже.

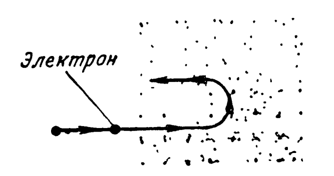
Нужно указать, что клистронный генератор, несмотря на остроумное использование энергии электронов, все же

обладает малым к. п. д., практически не превышающим 10—15%. Это объясняется невозможностью провести все электроны в уловитель одновременно и в наивыгоднейший момент отдачи ими энергии — время пролета электронов между сетками уж очень мало. Сфокусировать же поток электронов в очень тонкий луч, чтобы полнее использовать энергию большинства электронов, нельзя — этому мешает взаимное отталкивающее действие электронов. В результате этого больших мощностей от клистронных генераторов получить нельзя — максимальная достигнутая в настоящее время мощность составляет несколько киловатт. Практически же в современной радиотехнике клистронные генераторы используются до мощности порядка нескольких десятков ватт в качестве, например, гетеродинов в приемниках УВЧ. Для удовлетворения нужд современной техники УВЧ, например в радиолокационных установках, необходимо было найти генераторы УВЧ, способные давать значительные мощности. Таким генератором является изобретенный советскими учеными магнетрон.

Магнетрон. Если работа клистронного генератора основана на использовании свойств электронов, проявляемых ими в электрическом поле, то работа магнетронного генератора основана на использовании поведения электронов в магнитном поле или точнее — при одновременном действии на электрон электрического и магнитного полей.

Если электрон движется в магнитном поле параллельно его силовым линиям, то оно не будет оказывать на электрон никакого действия — не будет изменяться ни его скорость, ни, следовательно, его энергия, ни траектория его движения. Это не должно быть ново для читателя, так как из электротехники уже ему известно, что если провод с током поместить в параллельное ему магнитное поле, провод не будет испытывать никакого действия от этого поля. Но читателю также известно и то, что если провод с током поместить в магнитное поле, силовые магнитные линии которого перпендикулярны к проводу, последний будет испытывать усилие, перпендикулярное как к направлению тока, так и к направлению поля. Направление этого усилия определяется по правилу левой руки: если левую руку расположить так, чтобы магнитные силовые линии входили в ее ладонь, а вытянутые четыре пальца руки указывали направление тока, то отставленный большой палец укажет направление испытываемого проводом усилия.

Движущийся электрон — это элементарный электрический ток, равный произведению — ev, где e — заряд электрона и v — его скорость. Движущийся электрон, попадая в магнитное поле, испытывает точно такое же усилие, как и провод с током. Величина этого усилия пропорциональна произведению эквивалентного тока ev и составляющей напряженности магнитного поля, перпендикулярной к направлению движения электрона. Направление действующего на электрон усилия перпендикулярно к направлению движения электрона и действующей на него под прямым углом составляющей магнитного поля. В результате этого траектория электрона, входящего с большой скоростью в магнитное поле, будет искривляться. Это показано на фиг. 58, где точки обозначают магнитное поле, силовые линии которого выходят перпендикулярно к плоскости чертежа (на читателя), а электрон входит в это поле слева в плоскости чертежа. При определении направления траектории электрона в данном случае нужно только помнить, что движение электрона противоположно направлению тока, принимаемому по правилу левой руки.



Фиг. 58. Траектория движущегося электрона при входе его в магнитное поле.

На фиг. 59 дан снимок светящейся траектории электронов — их пути в неоднородном магнитном поле.

Так как ускорение, которое испытывает электрон под влиянием действующей на него силы, в данном случае будет всегда перпендикулярно к направлению движения, то в равномерном магнитном поле электрон будет описывать замкнутый круг, радиус которого тем меньше, чем больше напряженность магнитного поля и чем меньше скорость электрона. Математически эта зависимость выражается формулой

$$R = \frac{3{,}37 \sqrt{U}}{H} \, см,$$

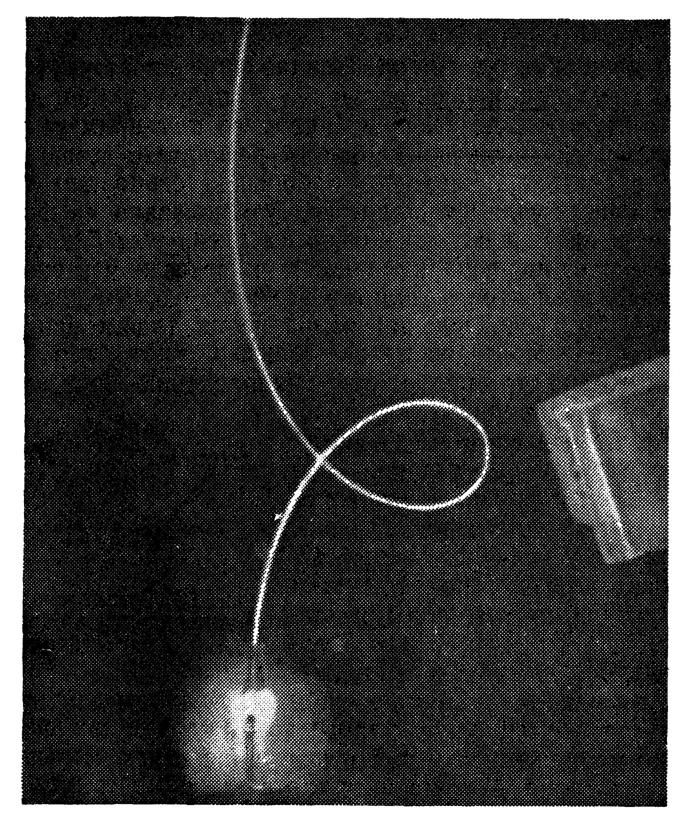
где U — скорость электрона в *в*, т. е. U равно напряжению, действующему на электрон;

H — напряженность магнитного поля;

R — радиус окружности, которую электрон описывает в магнитном поле.

На фиг. 60 показан снимок траектории электронов в магнитном поле катушки.

Более быстро движущиеся электроны описывают круг большого радиуса за то же самое время, в какое более медленные электроны описывают окружность меньшего радиу-



Фиг. 59. Траектория полета электрона в неоднородном магнитном поле.

са, т. е. период обращения электрона по кругу тем больше, чем меньше напряженность магнитного поля, и равен:

$$T = \frac{3,35 \cdot 10^{-7}}{H} \text{ сек.}$$

Нужно отметить еще одно обстоятельство, связанное с движением электрона в магнитном поле. Поскольку ско-

рость, а следовательно, и перемещение электрона всегда перпендикулярны действующей на него в магнитном поле силе, эта сила не производит работы и, следовательно, скорость движения, а потому и энергия электрона в магнитном поле не изменяются, а изменяется только направление скорости, т. е. форма траектории электрона. Нужно помнить, что это имеет место только в том случае, когда электрон при своем движении пересекает магнитные силовые линии.

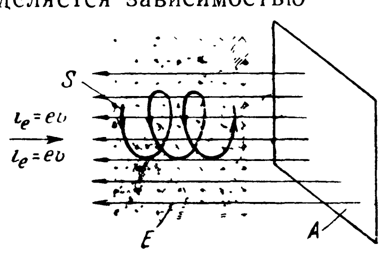
Если на электрон одновременно действуют и электрическое и магнитное поля под прямым углом друг к другу, то электрон под действием электрического поля будет стремиться двигаться к аноду по прямой линии, но, пересекая на своем пути магнитные силовые линии, он будет в то же время стремиться двигаться и по окружности. В результате такого сложного движения — движения вперед по прямой и движения по кругу — электрон будет двигаться по спирали аналогично тому, как ввинчивается буравчик в дерево (фиг. 61).

Фиг. 60. Траектории электрона в магнитном поле катушки.

Принципиально магнетрон представляет электронную лампу с цилиндрическим анодом, вдоль оси которого по центру проходит нить накала — источник электронов. Между нитью и анодом прикладывается положительное напряжение, создающее ускоряющее электроны электрическое поле. Эта лампа помещается в постоянное магнитное поле, силовые линии которого направлены параллельно нити накала, т. е. перпендикулярно к электрическим силовым линиям. Вылетевший из катода электрон попадает под действие магнитного и электрического полей и описывает траекторию, определяемую при данном анодном напряжении — напряженностью магнитного поля (фиг. 62). Чем последняя больше, тем больше искривляется траектория движения электрона (тем меньше радиус окружности) и при достижении некоторого определенного значения напряженности магнитного поля и при бо́льших значениях его электроны могут и совсем на анод не попадать — ток в цепи анода магнетрона прекращается. Все электроны попадают обратно на катод (фиг. 62).

Теория показывает, что напряженность H магнитного поля — при данном анодном напряжении U_a, — при котором электроны только почти касаются анода, определяется зависимостью

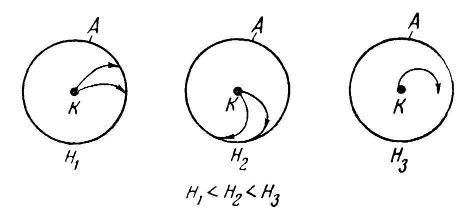
$$H_{кр} = 6{,}72 \frac{\sqrt{U_a}}{r_a},$$



Фиг. 61. Траектория электрона под одновременным действием перпендикулярных друг к другу электрического и магнитного полей.

где r_a — расстояние от катода до анода или, что в данном случае одно и то же, радиус окружности, описываемой электроном.

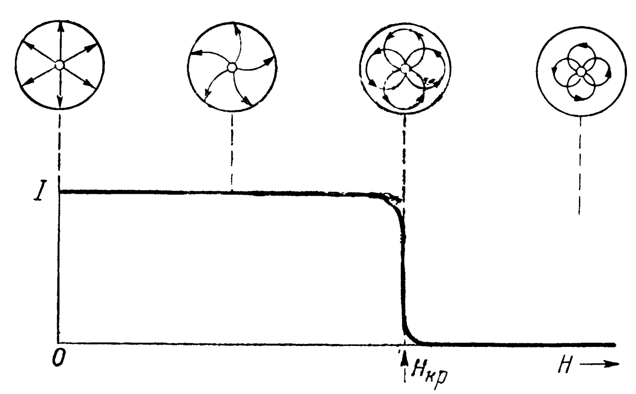
Эта напряженность поля называется «критической» напряженностью. Характеристика анодного тока магнетрона, т. е. зависимость его при данном U_a от напряженности поля, имеет вид, представленный на фиг. 63. Ток при напряженностях H, меньших $H_{кр}$, остается постоянным, так как все эмиттированные электроны попадают на анод; при $H = H_{кр}$ ток резко спадает до нуля. Таким образом, действие магнитного поля напоминает роль сетки в обычной лампе, управляющей анодным током.



Фиг. 62. Изменение траектории электрона в магнетроне в зависимости от напряженности магнитного поля.

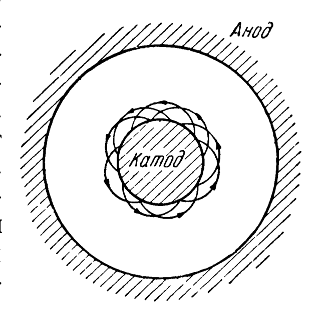
Механизм генерирования колебаний в магнетроне вообще очень сложен, но приблизительно в упрощенном виде его можно истолковать следующим образом. Обычно магнитное поле в магнетронном генераторе всегда больше его критического значения. Следовательно, при отсутствии коле-

баний эмиттированный катодом электрон не будет достигать анода. Вылетев из катода, он сначала направляется к аноду, но под действием сильного магнитного поля траектория его изгибается в сторону действующего на него магнит-



Фиг. 63. Зависимость анодного тока I магнетрона от напряженности H магнитного поля в нем.

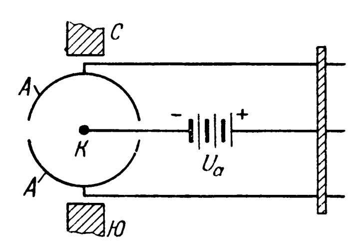
ного поля, движется некоторое время параллельно плоскости анода, а затем направляется к катоду, чтобы вновь начать оттуда свое движение (фиг. 64). Движение одного электрона в пространстве между катодом и анодом повторяется множеством вылетевших из катода электронов. В итоге образуется электронное облако, вращающееся вокруг катода на определенном расстоянии от анода. Скорость движения этого вращающегося облака электронов вокруг катода зависит от отношения напряженностей электрического и магнитного полей. Надлежащим подбором величин постоянного анодного напряжения U_a и магнитного поля H можно задать этой скорости движения электронного облака любое желаемое значение.



Фиг. 64. Возвращение всех электронов на катод при $H > H_{кр}$.

В подавляющем большинстве случаев анод магнетрона делается в виде отдельных секторов, число которых всегда должно быть четным. Пусть анод имеет минимальное число

секторов, т. е. состоит из двух секторов с небольшими зазорами между ними, и к этим секторам приложено небольшое переменное напряжение, которое может, например, задаваться подключенным к секторам колебательным контуром (например, в виде короткозамкнутой линии), в котором так или иначе возбуждены колебания (фиг. 65). Тогда вращающееся между катодом и анодом созданное электронным облаком электронное поле начнет взаимодействовать с создаваемым анодным переменным напряжением электрическим полем, оказывающимся сосредоточенным преимущественно у щелей, зазоров, между секторами анода. Проходя мимо щели, электроны облака будут модулироваться по скорости анодным переменным полем между секторами анода и, двигаясь дальше, приблизительно по круговому пути — параллельно плоскости сектора анода — будут группироваться в пакеты электронов, как это происходит в группирующем пространстве клистрона. Если в момент прохода этих пакетов электронов мимо второй щели между секторами анода они встретят тормозящее поле, т. е. если на этой щели в этот момент переменное напряжение будет проходить через свой отрицательный полупериод, то электроны отдадут этому полю, т. е. источнику переменного напряжения, значительную часть своей энергии. Этот импульс энергии вызовет, как и в случае клистрона, соответствующий импульс тока в цепи, подключенной к секторам анода. Как в случае клистрона необходимо выбрать правильное время пробега электронами группирующего пространства, чтобы пакеты электронов проходили улавливающие сетки в такой фазе колебаний подключенного к улавливателю контура, при которой электроны отдают свою энергию высокочастотному полю, возбужденному в контуре, так и в случае магнетрона нужно так подобрать угловую скорость облака электронов, чтобы пакеты электронов проходили около щелей при должной фазе колебаний электрического поля вблизи этих щелей. Очевидно, для достижения этого условия период колебаний переменного напряжения



Фиг. 65. Схема электронного генератора с магнетроном и секторным анодом. Колебательным контуром служит отрезок короткозамкнутой передающей линии.

между секторами анода должен быть примерно равен времени пролета электронов по круговому пути от щели до щели.

На основании приведенных выше формулы для определения времени пробега электронов и формулы для определения критического поля можно найти, что этот период должен быть равен приблизительно

$$T \approx \frac{3{,}56 \cdot 10^{-7}}{H_{кр}} \text{ сек.}$$

Зная же T, нетрудно определить и длину генерируемой магнетроном волны, а именно:

$$\lambda = cT = \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 3{,}56 \cdot 10^{-7}}{H} = \frac{10\,000}{H_{кр}}, \qquad \text{(a)}$$

где c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек.*

Так как колебательный контур магнетрона обладает вполне определенной резонансной частотой или периодом T колебаний, то необходимый для получения колебаний период вращения электронного облака может быть установлен, как это видно из формулы (а), подбором соответствующего значения $H_{кр}$, т. е. изменением напряжения на аноде U_a и напряженности поля H. Электрон облака, отдавая каждый раз при прохождении мимо щелей с затормаживающим его полем энергию в анодный контур магнетрона, будет замедляться. Баланс, который имел место до наложения переменного напряжения между действующими на электрон электрическим и магнитным влияниями и который поворачивал электроны обратно к катоду, теперь нарушится.

Уменьшение скорости увеличивает относительное влияние электрического поля, создаваемого постоянным напряжением U_a на аноде, вследствие чего электрон подвигается ближе к аноду вместо того, чтобы направиться к катоду. Но при этом электрон приобретает и некоторую добавочную энергию от источника постоянного напряжения, приблизительно компенсирующую отданную им энергию тормозящему полю. В следующее прохождение электрона вблизи щели происходит такая же картина. Таким образом,

электрон, совершая полезную работу, будет приближаться постепенно к аноду, не увеличивая при этом заметно скорости.

В конце концов электрон упадет на поверхность анода, отдав колебаниям значительную часть энергии, соответствующей его прохождению через поле анодного постоянного напряжения U_a.

Получаемую от магнетрона мощность переменного тока можно значительно увеличить, сделав анод из нескольких пар сегментов, так как в этом случае число щелей, у которых электроны могут отдавать энергию и модулироваться по скорости, возрастает и вследствие использования одновременно большего числа электронов мощность в магнетроне увеличивается. Необходимо, конечно, чтобы эта отдача энергии происходила одновременно у всех щелей. Средства для обеспечения такой синхронизации в современной технике магнетронов имеются. На последнем принципе и основана работа современных мощных магнетронов. Для достижения большей эффективности действия магнетрона колебательные контуры их делаются специального вида, это — те же объемные резонаторы, о которых мы упоминали в связи с описанием клистрона и которые рассматриваются ниже, где будут показаны и конструкции современных магнетронов.

Что касается длины генерируемой магнетроном волны, то, как это следует из формулы на стр. 93, ее можно сделать теоретически любой, меняя $H_{кр}$, которое в современных магнетронах колеблется от 600 до 15 000 линий на 1 *см*^{2} в зависимости от применяемого напряжения U_a, достигающего иногда 10 000—15 000 *в*. Современные магнетроны изготовляются на длины волн от нескольких сантиметров до нескольких миллиметров. Мощности современных магнетронов достигают нескольких тысяч киловатт, если магнетроны генерируют мощность импульсами, т. е. в течение очень коротких (доли микросекунды) отрезков времени, и дают к. п. д. порядка 40—70%. При непрерывной генерации колебаний мощность магнетронов достигает нескольких киловатт при $\lambda = 10$ *см*.

Магнетрон, имеющий диаметр анода $d = 0{,}7$ *мм*, при напряженности магнитного поля $H = 20\,000$ *гс* и анодном напряжении в 4 000 *в*, дал волну $\lambda = 4{,}9$ *мм* ($f \approx 6{,}14 \cdot 10^{10}$ *гц*), а магнетрон, имевший $d = 0{,}19$ *мм*, при $H = 24\,000$ *гс*

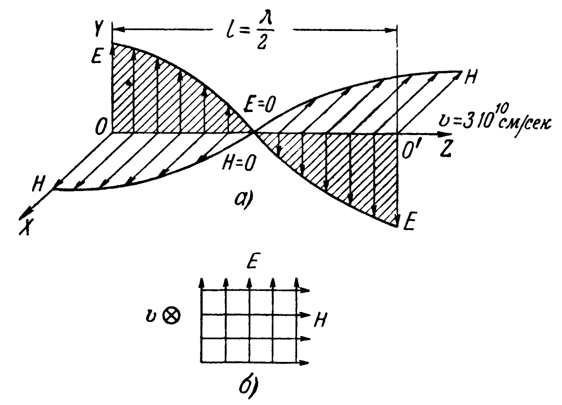
и анодном напряжении в 1 200 *в* — волну $\lambda = 6{,}4$ *мм* ($f \approx 4{,}76 \cdot 10^{10}$ *гц*).

Магнетроны в настоящее время являются основными генераторами мощных сантиметровых волн и нашли широкое применение в радиолокационной технике. Применять же их в качестве усилителей невозможно, так как нельзя разделить их колебательные контуры на модулирующие и возбуждающие колебания, как это можно сделать в клистронах.

ГЛАВА ПЯТАЯ
ВОЛНОВОДЫ

В предыдущей главе было показано, что при современных средствах УВЧ техники можно эффективно генерировать очень большие мощности на длинах волн, составляющих доли сантиметра. Естественно возникает вопрос о методе передачи мощности таких высоких частот от генератора к потребителю, например антенне. Применение передающих линий становится в этом случае затруднительно и часто даже невозможно, так как два провода ведут себя как передающая линия, т. е. обладают ее свойствами только в том случае, если расстояние между проводами много меньше, чем длина передаваемой ими волны. Ясно, что при очень высоких частотах создать линию, удовлетворяющую этому условию и притом позволяющую передачу значительных мощностей, практически невозможно. Поэтому технически передающие линии применимы только для частот ниже 1 500 *мггц*, т. е. волн не короче 20 *см*. Когда столкнулись с этим препятствием, то техническая мысль предложила «новый» метод передачи электромагнитной энергии, применимый, собственно говоря, к любым длинам волн. Этот метод передачи энергии осуществляется с помощью так называемых в о л н о в о д о в — металлических труб и диэлектрических стержней. Возможность такого способа передачи энергии теоретически была известна еще лет 50 тому назад, но практическое применение волноводы нашли только с развитием техники УВЧ, так как с удлинением λ они принимают физически неудобные размеры — получаются слишком громоздкими и потому неудобными, хотя, подчеркиваем, принципиально возможно построить волноводы и на длинные волны. Будучи правильно сконструированы, волноводы при УВЧ эффективно за-

меняют передающие открытые и концентрические линии, обеспечивая значительно меньшее затухание электромагнитной волны на пути ее распространения. Кроме того, волноводы обладают и рядом других преимуществ, которые будут выяснены ниже. Идея работы волновода заключается в том, что предназначенную для передачи энергию направляют в замкнутое пространство — металлическую прямоугольную или круглую трубу, внутри которой энергия и распространяется до места назначения.



Фиг. 66. Электромагнитная волна.

а — графическое изображение для данного момента времени электромагнитной волны в свободном пространстве; *б* — графическое изображение фронта электромагнитной волны в точке *О* фигуры *а*.

Чтобы понять работу волноводов, необходимо несколько уточнить и расширить наши первоначальные сведения об электромагнитных волнах.

Основные характеристики электромагнитных волн полностью определяются так называемыми уравнениями Максвелла, привести которые мы здесь не можем ввиду их некоторой математической сложности. Мы приведем только вытекающие из этих уравнений основные положения, которые нам понадобятся в дальнейшем. Уравнения Максвелла устанавливают следующее:

1. Изменяющееся магнитное поле возбуждает изменяющуюся э. д. с. или, что то же самое, изменяющееся электрическое поле.

2. Изменяющееся электрическое поле создает изменяющееся магнитное поле.

3. Оба поля существуют одновременно и совместно.

4. Изменяющиеся электрическое и магнитное поля находятся во времени в фазе, т. е. нарастание электрического поля сопровождается одновременным нарастанием магнитного поля, и, наоборот.

5. Изменяющиеся электрическое и магнитное поля находятся в пространстве в квадратуре, т. е. перпендикулярны друг к другу.

6. Изменяющиеся электрическое и магнитное поля движутся одновременно в направлении, перпендикулярном и к электрическому и магнитному полям, образуя в пространстве то, что мы называли все время электромагнитной волной.

7. Скорость движения волны в пустоте (и практически в свободном пространстве) равна $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*, т. е. скорости света.

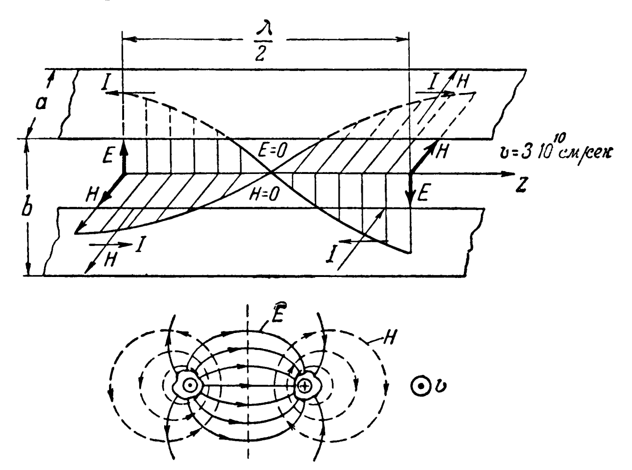
Графически электромагнитную волну в свободном пространстве для какого-нибудь момента времени можно представить так, как это изображено на фиг. 66,*а*. На этой фигуре буквой *E* обозначены силы (векторы) электрического поля, т е. относительные величины и направления в данный момент напряженности электрического поля, и буква *H* обозначает аналогично силы (векторы) напряженности магнитного поля.

Если смотреть на электромагнитную волну по направлению ее движения, т. е. по направлению, например, *O—O'*, то мы увидим картину, изображенную на фиг. 66,*б*, которая изображает фронт электромагнитной волны в точке *O*, т. е. плоскость, проведенную через точку *O* перпендикулярно к направлению движения волны, в которой соответствующим образом расположены векторы электрического и магнитного полей.

В электромагнитной волне, изображенной на фиг. 66, электрическое поле расположено только в вертикальной плоскости, магнитное — только в горизонтальной, т. е. ее поля строго поляризованы. Направление поляризации можно определять по плоскости поляризации или электрического поля, или магнитного — это безразлично. В технике высокой частоты поляризацию принято обычно определять, как мы уже указывали, поляризацией электрического поля. Следовательно, изображенная на фиг. 66 электромагнитная волна является вертикально-поляризованной волной.

Волна, в которой и электрическое и магнитное поля перпендикулярны к направлению движения волны, носит

название, как мы уже знаем, поперечной электромагнитной волны и обозначается как ТЕМ-волна. Именно такие волны излучают антенны, такие же волны распространяются и в передающей линии при передаче по ней энергии. О распространении электромагнитных волн по проводам мы уже говорили в гл. 3 и там указывали на некоторые дополнительные характеристики полей электромагнитной волны



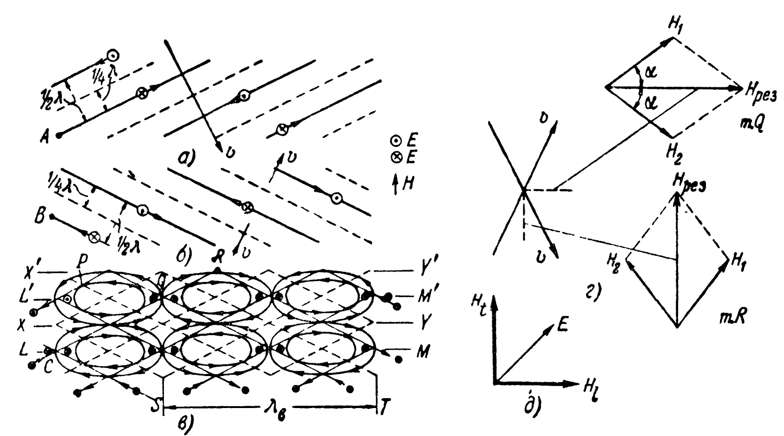
Фиг. 67. Электромагнитная волна между двумя параллельными пластинами.

ТЕМ, а именно: электрические силовые линии перпендикулярны к поверхности проводов, а магнитные силовые линии окружают эти провода, так как они параллельны поверхности (окружности) проводов. Картина нисколько не изменится, если вместо двух круглых проводов мы возьмем два плоских параллельных проводника — две пластины (фиг. 67). Электрическое поле всегда будет перпендикулярно к поверхности пластин, магнитное поле лежит в плоскости пластин и между такими пластинами будет распространяться волна ТЕМ. Если к двум таким пластинкам присоединить еще две параллельные боковые пластинки, перпендикулярные к первым, т. е. образовать прямоугольный короб, ограничивающий волну ТЕМ со всех четырех сторон, то нетрудно видеть, что волна ТЕМ существовать в таком коробе или, как говорят, в в о л н о в о д е не сможет. Действительно, для того чтобы существовала волна ТЕМ в таком

волноводе, необходимо, чтобы не существовало параллельного боковым стенкам волновода электрического поля и перпендикулярного к ним магнитного поля, так как параллельное к боковым стенкам электрическое поле вызовет в них движение зарядов, т. е. ток, который создаст сам магнитное поле, и в результате поле электромагнитной волны исказится, т. е. волна ТЕМ как таковая перестанет существовать и движение энергии прекратится. Но тем не менее передача энергии в волноводе происходит — это подтверждается опытом. Очевидно, это возможно только в том случае, если конфигурация поля волны ТЕМ в волноводе изменится таким образом, чтобы получилось новое поле, новый тип волны, которая могла бы переносить энергию внутри волновода. Выяснение этой новой конфигурации поля, новой волны в волноводе и условий, при которых передача энергии волноводом возможна, представляет в общем случае сложную математическую задачу. Но решение этой задачи для одного частного случая и притом имеющего наибольшее практическое значение, а именно — прямоугольного волновода — возможно элементарными математическими приемами. Решение получается простым и помогающим наглядно изобразить физическую картину происходящих в прямоугольном волноводе процессов. Получающиеся соотношения для этого частного случая остаются в основном верными и для более сложных видов волноводов и конфигурации полей в них.

Пусть в свободном пространстве движется со скоростью v волна ТЕМ, фронт которой перпендикулярен к плоскости чертежа. На фиг. 68,*а* изображено сечение этой волны плоскостью чертежа так, что магнитное поле H этой волны параллельно плоскости чертежа. Сплошные линии изображают магнитные силовые линии и стрелки указывают направление магнитного поля. Электрическое поле E, как перпендикулярное к магнитному, изображено кружками с точкой и крестом, показывающими соответственно, что направление электрического поля в данный момент — из-за плоскости чертежа, или за плоскость чертежа, т. е. перпендикулярно к H. Сплошные линии соответствуют фронтам волны, в которых E и H имеют амплитудные значения в одном или в противоположном направлениях, т. е. расстояние между сплошными линиями равно $1/2\ \lambda$. Пунктирные линии, проведенные по середине между сплошными, соответствуют, очевидно, фронтам, в которых и E и H равны нулю.

На фиг. 68,*б* изображено сечение в точности такой же волны ТЕМ, как и на фиг. 68,*а*, но только движущейся под углом по направлению к первой. Углы наклона фронтов волн к горизонтали предполагаются одинаковыми, т. е. одна волна представляет как бы зеркальное изображение другой волны. Само собой очевидно, что направления дви-



Фиг. 68. Процесс в волноводе.

а — сечение волны ТЕМ, движущейся в свободном пространстве со скоростью *c* и фронт которой перпендикулярен к плоскости чертежа; *б*—сечение такой же волны ТЕМ, как и в *а*, но движущейся наклонно к волне *а*; *в* — конфигурация результирующего поля от волн *а* и *б* для момента, когда точки *А* и *В* двух отдельных волн ТЕМ совместились в точке *С*; *г* — фигура, показывающая, что результирующее магнитное поле или параллельно биссектрисе угла между направлениями распространения составляющих волн или перпендикулярно к ней; *д* — результирующая волна имеет две составляющих магнитного поля, перпендикулярных друг к другу и к электрическому полю. Поля *E* и H_t изменяются во времени синфазно.

жения волн перпендикулярны к их фронту. Скорости движения одной и другой волн, конечно, одинаковы.

Эти две волны ТЕМ создают некоторое результирующее поле, конфигурация которого изображена на фиг. 68,*в* для момента, когда точки *А* и *В* двух отдельных волн ТЕМ совместились в точке *С* (фиг. 68,*в*). Это результирующее поле может быть найдено простым наложением поля одной волны на поле другой.

Картина получится в точности такой, как при отражении волны *А* от зеркала, поставленного наклонно к фронту волны. Если бы наклона не было и волна падала нормально, мы получили бы стоячие волны $(A+B)$. При наклонном же расположении зеркала стоячих волн, гребни которых параллельны фронту волны, у нас не получится; они

все разобьются на ряд отдельных коротких волн (валов), которые будут быстро двигаться вдоль зеркала.

Результирующее магнитное поле в каждой точке представляет сумму двух векторов магнитных полей начальных составляющих волн. В некоторых точках это результирующее поле может быть определено сразу. Например, во всех точках на пунктирных линиях магнитное и электрическое поля одной волны равны нулю; следовательно, результирующее поле в этих местах будет идентично с полем другой волны. Таким образом, вдоль любой пунктирной линии направление результирующего поля будет параллельно фронту другой волны, как, например, в точке *P*. В точках пересечения пунктирных линий поле будет отсутствовать вовсе. Так как амплитуды полей составляющих волн предположены одинаковыми, то отсюда следует, что в точках пересечения двух сплошных линий результирующее магнитное поле будет направлено по биссектрисе острого или тупого угла между ними, как это имеет место при сложении двух равных, действующих под углом друг к другу, сил. Это можно выразить и так, что в последнем случае результирующее магнитное поле или параллельно биссектрисе угла между направлениями распространения составляющих волн, или перпендикулярно к ней, что видно из построения на фиг. 68,*г*, сделанного для точек *Q* и *R* сложной волны.

Если определить аналогичным способом направления результирующего магнитного поля для большого числа точек, то получим полную картину распределения магнитного поля результирующей волны. Она будет представлять замкнутые петли, точная форма которых будет зависеть от угла, под которым пересекаются фронты составляющих волн, т. е. от угла пересечения направлений их движения. Центр каждой такой петли является точкой пересечения двух пунктирных линий и, следовательно, точкой, где электрическое и магнитное поля равны нулю. Так как векторы электрического поля в составляющих волнах перпендикулярны к плоскости чертежа, то электрические векторы и результирующие поля также будут перпендикулярны к плоскости чертежа и максимальная величина электрического поля будет, очевидно, равна двойному значению электрического поля составляющей волны. Направление результирующего электрического поля обозначено на фиг. 68,*c* в виде кружков с точками и крестами.

Очевидно, что в таких плоскостях, как $X—Y$ или $X'—Y'$ между соседними рядами магнитных петель магнитные поля везде будут параллельны этим плоскостям, т. е. в этих плоскостях получается продольное магнитное поле H_l. Электрическое же поле в этих плоскостях будет равно нулю. Наоборот, в плоскостях $L—M$ и $L'—M'$ магнитное поле будет перпендикулярно к ним (поперечное магнитное поле H_t), электрическое же поле, также перпендикулярное к ним, будет достигать здесь максимального значения. Таким образом получается результирующая волна, отличная от составляющих волн, в которой имеются два составляющих магнитных поля, перпендикулярных друг к другу и в то же время перпендикулярных к электрическому полю (фиг. 68). Электрическое поле E и поперечное магнитное поле H_t изменяются во времени в фазе. Кроме того, в результирующей волне появляется продольное магнитное поле H_l, совпадающее с направлением движения результирующей волны и отсутствующее в волнах ТЕМ. Наличие этой продольной составляющей H_l дало основание кратко обозначать такую волну, как Н-волна. Иногда такую волну обозначают как ТЕ-волна, учитывая таким обозначением, что из основной составляющей волны ТЕМ неизменным сохранило свое направление только электрическое поле (поперечно-электрическая волна).

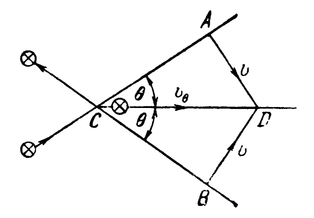
Изображенная на фиг. 68,*в* конфигурация полей новой результирующей электромагнитной волны относится к данному моменту времени; так как составляющие ее волны двигаются со скоростью v, то и результирующая конфигурация полей, т. е. результирующая волна, будет тоже перемещаться с некоторой скоростью, которую нам и надлежит определить. Чтобы найти эту скорость, которую мы обозначим через $v_в$, нужно найти скорость распространения какой-нибудь ее характерной точки. Например, магнитное поле результирующей волны в точке C связано с точкой пересечения двух сплошных линий (фронтов волны) составляющих волн. Вычертим их отдельно на фиг. 69, как прямые линии CA и CB. Так как фронты составляющих волн перемещаются со скоростью v в направлении, перпендикулярном к ним (т. е. в направлении, перпендикуляров AD и DB), то их точка пересечения C будет перемещаться, как мы выяснили выше, по биссектрисе CD угла между фронтами волн. Само собой понятно, что точки A, B и C долж-

ны достигнуть точки D одновременно, поскольку точка C принадлежит и фронту волны A и фронту волны B, перемещающихся с одной скоростью. Поэтому из треугольника DAC нетрудно найти, что скорость $v_в$ перемещения поля результирующей волны равна:

$$v_в = v/\sin\theta,$$

где θ — половина угла между направлениями составляющих волн ТЕМ.

Это соотношение показывает, что скорость распространения поля новой волны зависит от угла между фронтами составляющих ее волн. Так как синус любого угла может меняться от 1 до 0, то скорость эта может изменяться от $v_в = v$, т. е. от скорости распространения составляющих ее волн до бесконечно большой скорости, когда $\sin\theta = 0$. Скорость $v_в$, как мы выяснили выше, является фазовой скоростью (стр. 10) и представляет скорость, с которой наблюдатель вынужден был бы двигаться вдоль оси волновода, чтобы сохранять свое положение относительно конфигурации поля постоянным. С такой скоростью перемещается только фаза, но не энергия волны, выражение скорости движения для которой приводится ниже.



Фиг. 69. Определение скорости $v_в$ перемещения поля результирующей электромагнитной волны.

Мы знаем, что длина любой волны λ связана с ее частотой f и ее скоростью распространения v соотношением

$$\lambda = \frac{v}{f}.$$

Частота колебаний найденной выше результирующей волны не может изменяться, так как эта частота задается внешним источником возбуждения волн ТЕМ. Но если изменяется скорость распространения, то, очевидно, должна измениться и длина волны результирующего поля. Обозначая эту новую длину волны через $\lambda_в$, мы находим, что

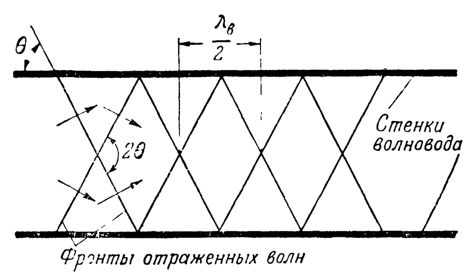
$$\lambda_в = \frac{v_в}{f} = \frac{v}{f\sin\theta} = \lambda/\sin\theta.$$

Очевидно, что длина волны колебаний результирующего поля в крайнем случае может быть равна длине волны

составляющих волн или больше ее, достигая бесконечно большого значения, когда $\theta = 0$. Это будет соответствовать случаю бесконечно большой скорости $v_в$.

Так как длина волны соответствует одному полному циклу изменения, например, магнитного поля, то $\lambda_в$ результирующего поля соответствует показанной на фиг. 68,*в* величине.

Резюмируем сказанное выше. Соответствующим наложением двух плоских электромагнитных волн ТЕМ, движущихся наклонно одна относительно другой, получается новое результирующее поле, совершенно отличное от поля соответствующих волн. Направление распространения нового поля совпадает с биссектрисой угла между направлениями фронтов составляющих волн, а от этого угла зависит и скорость распространения результирующего поля и длина волны колебаний в нем.

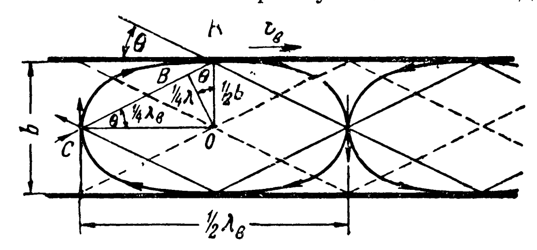


Фиг. 70. Фронты отраженной от стенок волновода посланной в волновод электромагнитной волны ТЕМ.

Картина не изменится, если мы наше результирующее поле поместим в волновод с расстоянием между боковыми стенками, равным расстоянию между плоскостями $X — Y$ и $X' — Y'$ на фиг. 68,*в*, т. е. равном ширине магнитной петли. В этом случае у боковых стенок такого волновода электрическое поле будет равно нулю, и, следовательно, стенка волновода не будет оказывать никакого влияния на конфигурацию поля. Но возникает вопрос практического характера. Чтобы получить в волноводе такую конфигурацию поля, в нем необходимы две одинаковые волны ТЕМ, наклонных одна к другой. Откуда же они получаются в волноводе? Ответ чрезвычайно прост. Посланная в волновод волна ТЕМ, встречая проводящие стенки волновода, претерпевает ряд отражений от верхних и нижних стенок (фиг. 70), если стенки волновода сделаны из хорошо проводящего металла, т. е. получается зигзагообразное распространение волн ТЕМ. Наклон фронта волны в волноводе будет зависеть, как это нетруд-

но сообразить, от соотношения между длиной посланной в него волны и размеров волновода. А от этого будет зависеть и длина волны результирующего поля и фазовая скорость его распространения.

Нетрудно установить соотношения между длиной волны ТЕМ, посланной в волновод, и его размерами, чтобы в нем могла распространиться электромагнитная энергия. Допустим, что ширина волновода равна b и такова, что в сечении b волновода как раз укладывается одна петля



Фиг. 71. Чертеж, позволяющий определить соотношения между длиной посланной в волновод волны ТЕМ и его размерами, допускающими распространение в нем электромагнитной энергии.

магнитного поля, как это показано на фиг. 71, представляющей сечение по направлению распространения результирующего поля. Фронт волны ТЕМ перемещается в направлении перпендикуляра BO к нему. Из фигуры видно, что $CO = {}^1/_4\ \lambda_в$, $BO = {}^1/_4\ \lambda$, (фиг. 68, a) и $AO = b/2$. Из треугольника ABO следует, что

$$OB = OA \cos \theta \qquad (а)$$

или

$$\lambda = 2b \cos \theta. \qquad (б)$$

Для $\lambda_в$ и $v_в$ получаются прежние соотношения.

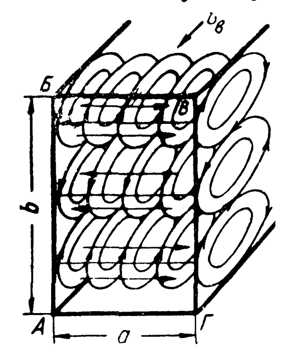
Здесь важно отметить, что так как волны ТЕМ, создающие действительную конфигурацию поля в волноводе и фактически переносящие энергию вдоль волновода, двигаются в волноводе зигзагообразно, то скорость, с которой энергия передается вдоль волновода, будет меньше скорости движения волн ТЕМ. Эта скорость передачи энергии вдоль волновода носит название групповой скорости и равна:

$$v_{гр} = v \sin \theta.$$

Так как $\cos\theta$ не может быть больше единицы, то наибольшее значение, которое может принять выражение (б), будет равно:

$$\lambda_{кр} = 2b.$$

Волна $\lambda_{кр}$ носит название критической длины волны и соответствует углу $\theta = 0$, т. е. случаю, когда фронт составляющих волн ТЕМ параллелен боковым стенкам волновода. В этом случае составляющие волны движутся только вверх и вниз между этими стенками. Петли магнитного поля становятся бесконечно длинными, поэтому фазовая скорость становится равной бесконечности, а групповая скорость равна нулю, т. е. энергия в волноводе передаваться не может. Передача энергии волноводом может иметь место только в случае волны ТЕМ меньшей, чем $\lambda_{кр} = 2b$.



Фиг. 72. Распределение петель магнитного поля более сложной волны типа Н, чем в случае фиг. 68, — по ширине волновода укладывается три ряда магнитных полей. Прямые стрелки — направление электрического поля.

Рассмотренная нами волна является наиболее простой волной типа Н (или ТЕ), в прямоугольном волноводе, так как между его боковыми стенами укладывается только один ряд петель магнитного поля. Но из фиг. 68,*в* видно, что в волновод можно заключить несколько рядов петель магнитного поля, не нарушая условий распространения результирующего поля в волноводе (фиг. 72). В зависимости от того, сколько рядов магнитных петель укладывается по ширине волновода, волны типа Н будут получать различную конфигурацию поля, и для обозначения этой конфигурации пользуются индексом, проставляемым справа снизу у буквы Н. Например, если по ширине волновода (по оси x — фиг. 73,*а*) укладываются два ряда петель, то этот вид волны типа Н должен быть обозначен как H_2.

Это будет соответствовать, очевидно, более коротким волнам. Но возможно получение еще более сложных конфигураций полей в волноводе, когда по высоте (оси y) волновода укладывается несколько полуволн поля, несколько рядов петель магнитного поля. Для обозначения таких

Непроводящее внутреннее пространство

Проводящая стенка

Верхняя стенка

Боковая стенка

y x z a b

а)

λ_g

y x a b z

Верхняя стенка

Боковая стенка

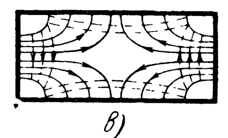
Напряженность электрического поля

Напряженность магнитного поля

Вид сбоку

Вид сверху

б)



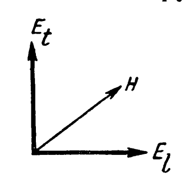
в)

Фиг. 73. Пояснение номенклатуры полей.

а — фигура, иллюстрирующая обозначения принятых для прямоугольного волновода направлений осей и размеров; *б* — конфигурация полей волны типа $H_{1,0}$ ($TE_{1,0}$) в прямоугольном волноводе; *в* — конфигурация полей волны типа $H_{1,1}$ ($TE_{1,1}$) в поперечной плоскости прямоугольного волновода.

конфигураций полей рядом с первым индексом ставится второй индекс, указывающий это число полуволн вдоль оси y, например $H_{1,1}$. Вообще тип волны H (или TE) может быть вида $H_{n,m}$, где n и m могут быть любые целые числа. Каждый из этих видов волн имеет свою критическую волну. В качестве иллюстрации получающихся в волноводе конфигураций полей на фиг. 73,*б* и *в* изображены поля для волн $TE_{1,0}$ ($H_{1,0}$) и $TE_{1,1}$ ($H_{1,1}$).

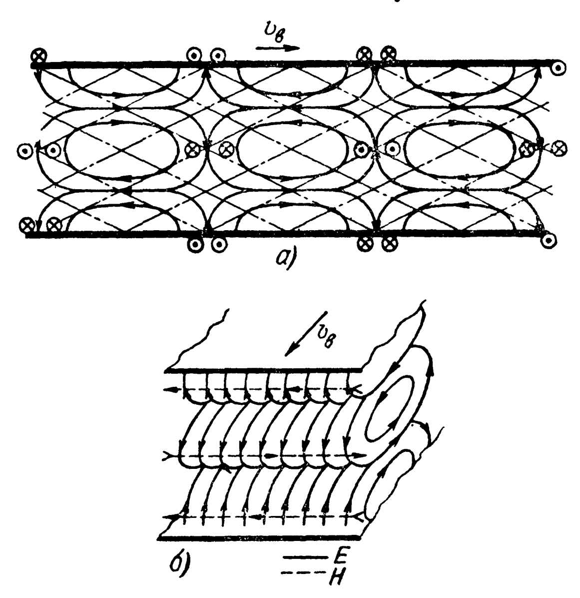
В волноводе кроме указанного типа волн TE возможны волны и другого типа, в которых существует продольное электрическое поле, т. е. электрическое поле, совпадающее с направлением распространения. Картину конфигурации такого поля в прямоугольном волноводе можно легко найти тем же методом наложения двух составляющих волн типа TEM, наклонных друг к другу. Для этого нужно только изменить поляризацию этих волн, т. е. чтобы в плоскости чертежа на фиг. 68,*а* было расположено не магнитное поле H, а электрическое поле E. Сплошные линии на этой фигуре будут теперь представлять поле E, а петли обозначать направления полей H, только обозначения направлений на них нужно изменить на обратные. В картине результирующего поля фиг. 68,*в* петли будут обозначать теперь линии электрического поля E, а точки (с противоположными обозначениями направления) — магнитное поле H. Само собой понятно, что в этом случае мы получим волну, в которой вдоль направления распространения будет лежать электрическое поле E, магнитное поле будет направлено перпендикулярно к распространению волны, т. е. получим тип продольной волны E (или поперечной TM). Более точно такая волна будет содержать два электрических поля, взаимно перпендикулярных и в то же время совместно перпендикулярных к поперечному полю H (фиг. 74). Поля E и H колеблются в фазе.



Фиг. 74. Продольная волна типа E в прямоугольном волноводе содержит два электрических поля, перпендикулярных друг к другу и к поперечному магнитному полю H. Поля E_t и H изменяются во времени в фазе.

Часть этого поля также можно ограничить двумя плоскостями (верх и низ фиг. 75). Как видно из этой фигуры, в данном случае условие перпендикулярности силовых элек-

трических линий к верхним и нижним стенкам также удовлетворяется. Все соотношения, выведенные для волны Н, сохраняют свою силу и для волн Е. Критическая волна $\lambda_{кр} = 2b$. Но если бы эту волну мы пожелали заключить в волновод, как это мы делали в случае волны ТЕ добав-

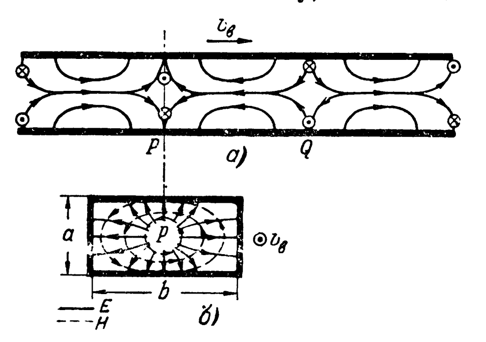


Фиг. 75. Фигура, поясняющая, как можно получить прямоугольный волновод с распространяющейся в нем электромагнитной волной типа Е.

лением боковых стенок, то мы бы разрушили существующее поле, так как электрическое поле — петли — было бы им параллельно (магнитное поле — перпендикулярно). Следовательно, такое поле в волноводе не может существовать. Самая простая волна типа Е, которая может существовать в волноводе, должна быть вида $E_{1,1}$ ($TM_{1,1}$) (фиг. 76). Здесь фиг. 76,*а* изображает сечение волновода по его оси и параллельно одной паре стенок. Как видно, электрические силовые линии полупетель расположены перпендикулярно к этим стенкам. На фиг. 76,*б* показано поперечное сечение волновода в точке *P* (на фиг. 76,*б* волна движется к наблюдателю). Центр сечения является источником электрических силовых линий, расходящихся от аксиального пучка

и заканчивающихся на стенках. Магнитные силовые линии являются замкнутыми петлями, расположенными в поперечном сечении. В точке Q получается такая же картина, но с противоположным направлением полей.

Волны типа E также могут быть разных видов и каждый из них обозначается также соответствующими индексами аналогично тому, как это делалось и в случае волн типа H. Каждый из этих видов имеет свою критическую длину волны.

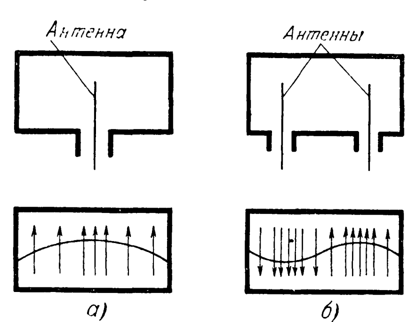


Фиг. 76. Конфигурация полей простейшей волны типа E — вид $E_{1,1}$, могущей распространяться в прямоугольном волноводе. *а* — вид с боку; *б* — вид с торца.

Применение на практике волн либо типа TE (H), либо типа TM(E) диктуется разными обстоятельствами. Один тип волны при данных условиях может обладать бо́льшим затуханием, чем другой. Может создаться ситуация, когда по одному и тому же волноводу нужно одновременно передавать два разных сигнала. Тогда один можно передавать волной типа E, другой — волной типа H. Они между собой интерферировать не будут, а при приеме могут быть разделены соответствующими приемными устройствами. Что касается видов тех или иных колебаний разных типов, которые применяются на практике, то в большинстве случаев в настоящее время применяются основные виды — их называют доминантными — $H_{1,0}$ и $E_{1,1}$. Применение волн с большими индексами неудобно, так как на используемых в настоящее время частотах это приводит к большим поперечным сечениям волноводов, в силу чего они становятся практически неудобными.

Возбуждение волноводов. Каждый тип волны и каждый вид их требует для своего возбуждения специальных устройств, но эти устройства, предназначенные для возбуждения разных видов волн одного и того же типа, очень сходны между собой, и понять принцип их работы не представляет труда. Волны типа H(TE) характеризуются, как

известно, наличием поперечного электрического поля, т. е. они вертикально поляризованы. Следовательно, и для их возбуждения необходимы устройства, излучающие вертикально-поляризованные волны, т. е. антенны, расположенные параллельно боковым стенкам волновода. Обычно такая антенна представляет выступающую часть внутреннего провода коаксиальной линии, вводимую в полость волновода. Такие методы возбуждения волн H(TE) двух видов показаны на фиг. 77.



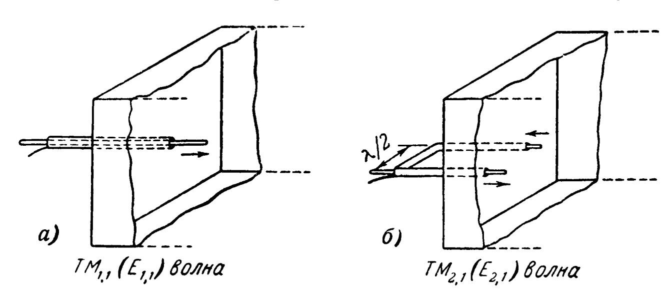
Фиг. 77. Принцип возбуждения волн типа H (TE).
На нижних фигурах показаны распределение и закон изменения соответствующих электрических полей.
а — возбуждение волны вида $TE_{1,0}$; *б* — возбуждение волны вида $TE_{2,0}$.

Возбуждение волны типа E(TM) основано на том, что возбуждающая волновод антенна излучает горизонтально-поляризованную волну, т. е. электрическое поле направлено по оси волновода, что является характерным признаком волны типа E(TM). Схемы устройства для возбуждения двух видов волн типа TM приведены на фиг. 78.

Для получения наиболее интенсивного возбуждения волновода длина антенны в волноводе должна быть правильно подобрана. Кроме того, необходимо подобрать и правильное расстояние антенны от ближайшего конца волновода, который действует как рефлектор. Правильный подбор этих величин обеспечивает большой к. п. д. установки. Для приема передаваемых по волноводу колебаний используются аналогичные антенны, которые подключаются затем к приемнику.

Цилиндрические волноводы. Мы рассмотрели выше прямоугольный волновод только потому, что в нем можно более наглядно представить поведение электромагнитных волн в волноводе, чем это можно сделать в случае волноводов других форм. Из других форм волноводов находят применение волноводы цилиндрической формы, распространение в которых электромагнитной энергии возможно, если только диаметр их не слишком мал по сравнению с длиной волны. В случае цилиндрических волноводов также воз-

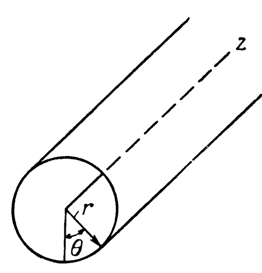
можно существование в них волн типов H и E разных видов, но обозначения этих видов отличаются от случая прямоугольных волноводов. Направление распространения энергии совпадает с осью z цилиндра, а обозначения (индексы) видов относятся вместо всей x и y в прямоугольных волноводах к радиусу r и углу θ (или периметру)



Фиг. 78. Принцип возбуждения волны типа E (TM).
а — возбуждение волны вида $TM_{1,1}$; *б* — возбуждение волны вида $TM_{2,1}$.

цилиндра (фиг. 79). Например, значения E_r и E_θ обозначают соответственно: E_r — слагающую электрического поля в радиальном направлении и E_θ — слагающую электрического поля в круговом направлении (по периметру цилиндра).

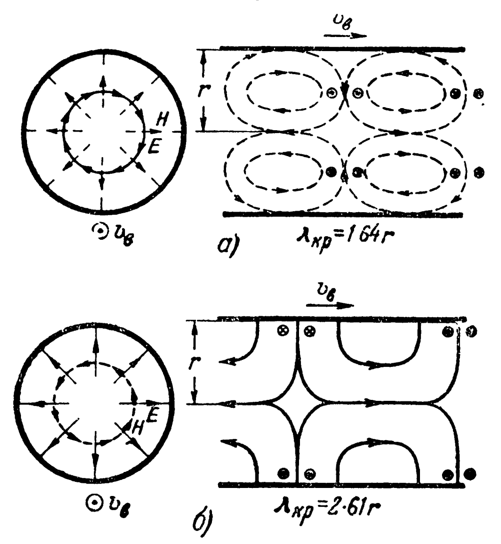
Наиболее часто применяемыми в цилиндрических волноводах являются волны $H_{0,1}$ и $E_{0,1}$. Волна $H_{0,1}$ обозначает волну продольномагнитную, магнитное поле которой расположено только в плоскости, параллельной направлению распространения (направление оси z); первый индекс обозначает число волн, укладывающихся по периметру цилиндра, а второй индекс обозначает число волн, укладывающихся вдоль диаметра цилиндра. Картина распределения полей в этом случае показана на фиг. 80,*а*. Волна $E_{0,1}$ обозначает волну, электрическое поле которой продольно-параллельно оси распространения волны (оси z).



Фиг. 79. Фигура, поясняющая принятые обозначения для электромагнитных волн, распространяющихся в волноводах цилиндрической формы.

Картина распределения поля такой волны показана на фиг. 80,*б*. Методы возбуждения волн в цилиндрических волноводах аналогичны методам возбуждения их в прямоугольных волноводах.

Критическая длина волны цилиндрического волновода пропорциональна радиусу волновода (например,



Фиг. 80. Конфигурация полей в волноводах цилиндрической формы.

а—конфигурация полей волны типа H (TE) вида $H_{0,1}$;
б — конфигурация полей волны типа E (TM) вида $E_{0,1}$.

для волны $E_{0,1}$ $\lambda_{кр}=2{,}62r$, где r — радиус волновода в *см*). Отсюда следует, что для более коротких волн требуются более узкие трубы. Можно передавать и более низкие волны, чем критическая, но такая передача будет неэффективна, так как волны будут очень быстро затухать.

Использование волноводов. Мы уже указывали в начале этой главы, что основное назначение волноводов — передача энергии очень высокой частоты. Волновод—это, по существу, передающая линия, приспособленная для передачи УВЧ. Его широкое использование в этом направлении объясняется чрезвычайно малыми потерями, малым затуханием волны, которое обусловлено только несовершенством материала, из которого делаются волноводы. Если бы материал стенок

волновода представлял идеальный проводник, потери энергии в волноводе были бы равны нулю. Достаточно, например, посеребрить внутреннюю поверхность стенок волновода, чтобы потери в нем значительно упали по сравнению, например, с волноводом из чистой меди.

Второе важное применение волноводов — это использование их в качестве фильтров высших частот. Такое использование основано на главном свойстве волновода — наличии в нем критических частот: все частоты ниже критической волноводом практически не пропускаются.

Как в случае передающих линий, часть этой линии может быть использована как высококачественный колебательный контур, так и часть волновода может быть также использована в качестве колебательного контура, еще более высококачественного, чем контур из линий. Такие контуры, полученные из волноводов, называются *объемными резонаторами*, которые мы рассмотрим подробно в следующей главе.

Наконец, волновод можно использовать и как *направленную антенну*. В случае передающих линий энергия распространяется по ним, пока характеристическое сопротивление линий не изменится. В месте изменений его получается отражение и образуется стоячая волна. Разомкнутая на конце линия, настроенная в резонанс, хорошо согласована со свободным пространством, в результате чего энергия, поступающая к открытому концу линии, передается «излучением» в пространство. То же самое происходит и в случае волновода. Движущаяся по волноводу энергия, встречая на своем пути открытый конец волновода, частично направится обратно, частично же уйдет в свободное пространство, излучится. Чтобы это излучение было наиболее эффективным, необходимо сопротивление волновода на его конце согласовать с сопротивлением пространства. Это достигается соответствующим подбором размеров волновода на выходе — постепенным переходом его от малых размеров к требуемым размерам выходного отверстия. Получается так называемый *электромагнитный рупор*, обеспечивающий направленное изучение энергии УВЧ.

Излучение волновода имеет максимум вдоль его оси и вблизи от критической частоты направлено как вперед, так и назад благодаря действию тока обратного направления, текущего по внешней поверхности. Излучение, направленное назад, можно объяснить, как результат дифракции

вокруг выходного отверстия волновода. Это излучение с повышением частоты падает, за счет чего излучение вперед возрастает. Вообще же выходное отверстие волновода мы можем рассматривать как излучающее «малое отверстие», из которого исходит свет, и вычислять для него дифракционную картину.

Если конец волновода снабдить дополнительным коротким, но более широким (большего диаметра) волноводом, то диаграмма излучения станет острее. Чем больше величина выходного отверстия волновода, тем меньше отражение волны у его выхода и тем больше отдача энергии. В этом отношении величина выходного отверстия проявляет в общем те же свойства, как и в акустических явлениях.

Рупоры. Постепенное увеличение размеров волновода приводит к образованию рупоров. Однако рупоры могут рассматриваться и как независимые сооружения, могущие работать самостоятельно, вне зависимости от подключения их к волноводам, если их возбуждать самостоятельно.

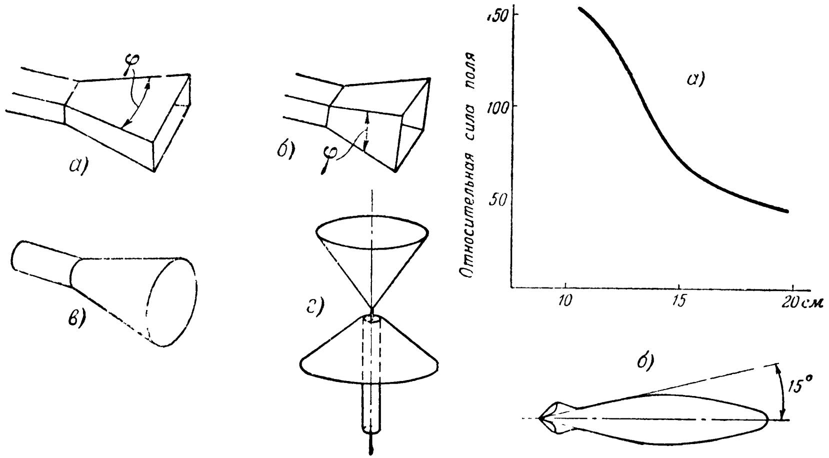
Для рупоров характерны следующие их свойства. Рупоры, у которых размеры, выраженные через длину рабочей волны, тождественны, обладают тождественными свойствами. Иначе говоря, свойства рупоров меняются с изменением лишь их относительных размеров. Они дают очень остронаправленные диаграммы излучения при отсутствии побочных лепестков. Наконец, они сохраняют свою хорошую работу в широком диапазоне частот, изменяя ее с частотой очень плавно и не резко.

Форма применяемых рупоров показана на фиг. 81,*а*, *б*, *в*, *г*. Фиг. 81,*а* дает рупор с прямоугольным отверстием. Выбором угла раствора φ достигается подбор согласования волновода со свободным пространством. Наилучшая диаграмма получается при условии $40° < \varphi < 60°$. В этом случае обратное излучение почти отсутствует. Но диаграмма получается несимметричной: узкой в плоскости, в которой расширяется рупор, и широкой в плоскости, где его размеры неизменны.

Вполне возможно в случае надобности получить луч, узкий в обеих плоскостях. Для этого рупор должен расширяться в обеих плоскостях (фиг. 81,*б*). Для волны $\lambda = 10$ *см* при угле расширения рупора в 50° и при угле диаграммы 2Θ, вмещающем в себя весь луч, равном 5°, оптимальное выходное отверстие рупора получается величной $\sim$ 2,5 *м*^{2}.

Надо заметить, что расширение по искривленной линии, ведущей к более быстрому увеличению размеров, чем прямая линия, несколько улучшает работу рупора в смысле направленности диаграммы.

На фиг. 82 дана характеристика излучения круглого рупора при разных длинах волн.

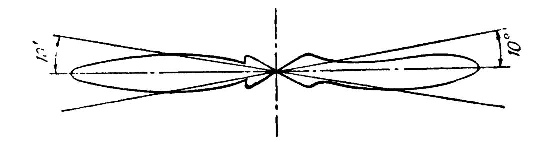


Фиг. 81. Различные формы применяемых рупоров.

а — рупор с прямоугольным сечением, дающий узкий луч в плоскости расширения рупора; *б* — рупор с прямоугольным сечением для получения луча, узкого в обеих плоскостях; *в* — круглый рупор; *г* — двухконусный (биконический) рупор.

Фиг. 82. Характеристика конического рупора.

а — сила поля в зависимости от передаваемой им длины волны; *б* — примерная диаграмма электрического поля.



Фиг. 83. Диаграмма излучения биконического рупора в вертикальной плоскости.

Замечательным свойством рупоров является полное отсутствие их взаимодействия между собой, если они расположены рядом даже настолько близко, что соприкасаются друг с другом. Направленность отдельного рупора с выходным отверстием, равным S, такая же, как и у системы рупоров, имеющей ту же суммарную (ΣS) площадь выход-

ного отверстия. Отдельные лучи, выходящие от каждого из рупоров, интерферируют, конечно, между собою. Вполне очевидно, что, меняя фазу излучения каждого рупора, мы чрезвычайно легко и очень сильно можем менять диаграмму направленности, что получается в результате отсутствия взаимного влияния рупоров друг на друга.

Упомянем, наконец, что представленный на фиг. 81,*г* «биконический» рупор дает в вертикальной плоскости узкий луч, располагающийся в горизонтальной плоскости — по кругу. Он удобен при таких передачах, как радиовещание.

Его диаграмма излучения в вертикальной плоскости представлена на фиг. 83.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ОБЪЕМНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Мы проследили, как необходимость получения относительно мощных и устойчивых колебаний УВЧ привела к постепенному переходу от колебательных систем с сосредоточенными постоянными — катушками и емкостями — к передающим линиям и волноводам. Но если волноводы разрешают задачу передачи энергии УВЧ от одной цепи к другой, то передающие линии не разрешают задачи получения удовлетворительных колебательных контуров при УВЧ.

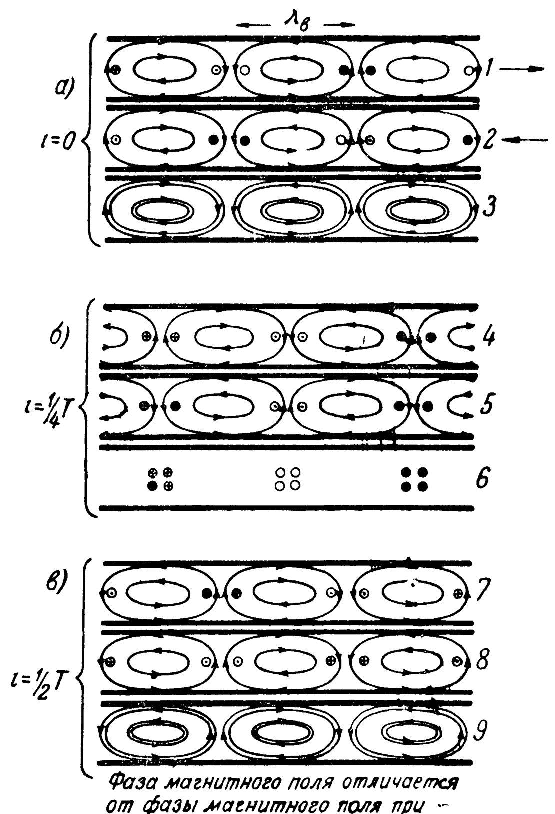
В самом деле, если, например, $\lambda = 10$ *см,* то длина линии, короткозамкнутой на конце, при использовании ее в качестве колебательного контура должна составлять, как мы знаем, $^1/_4\lambda$, т. е. 2,5 *см.* Практически осуществить такую линию нелегко. Кроме того, всякая передающая линия излучает энергию, и это излучение тем больше, чем выше частота колебаний в ней, чем короче длина волны (при постоянстве длины линии). Излучение энергии влечет за собой увеличение потерь в линии, т. е. уменьшение ее добротности, а отсюда уменьшение мощности, стабильности колебаний и т. д. Мы опять возвращаемся к тому же положению, какое имеет место в случае контуров с сосредоточенными постоянными. Разрешение этого затруднения было найдено в использовании колебательных контуров в виде

объемных резонаторов, о которых мы уже упоминали вкратце выше.

Мы знаем, что если две волны одинаковой длины движутся навстречу друг другу, то в результате сложения таких волн получается одна стоячая волна (стр. 61). Пусть имеется прямоугольный волновод, в котором распространяются в противоположных направлениях две волны типа $H_{1,0}$ с одинаковыми напряженностями полей в ней и с одинаковыми длинами волн $\lambda_в$. Как мы видели при рассмотрении волноводов, магнитные поля образуют замкнутые петли того или иного направления с электрическими полями, перпендикулярными к ним (направление последних обозначим кружками с точками или крестами). Положение этих индивидуальных волн для трех моментов времени показано на первых двух диаграммах каждой из фиг. 84,*а*, *б* и *в*. Третьи диаграммы на этих фигурах изображают результирующие поля, получаемые наложением полей индивидуальных волн в каждом случае. Начальное время $t = 0$ соответствует моменту, когда магнитные петли двух противоположно двигающихся конфигураций полей точно совпадают, так что в этот момент в получающейся результирующей волне напряженность магнитного поля во всех точках получается максимальной, как это показано на третьей диаграмме фиг. 84,*а*. Но из первых двух диаграмм фиг. 84,*а* видно, что в тот момент, когда магнитные поля составляющих волн направлены одинаково, т. е. магнитное поле результирующей волны усиливается, электрические поля этих волн направлены навстречу друг другу и, следовательно, будут друг друга компенсировать, чему и соответствует отсутствие на третьей диаграмме фиг. 84,*а* кружков, изображающих направление электрического поля. Таким образом, в данный момент поле в стоячей волне получается целиком магнитным.

На фиг. 84,*б* показана ситуация, имеющая место в волноводе в момент $t = {}^1/_4\ T$, где T — период колебаний, т. е. на четверть периода позднее. За время $t = {}^1/_4\ T$ диаграммы полей составляющих волн сместятся на расстояния четверти длины волны соответственно вправо и влево, как это можно судить по смещению двух петель, различающихся друг от друга стрелками на них. Если эти диаграммы наложить друг на друга, то нетрудно видеть, что магнитные поля в этот момент друг друга скомпенсируют, но электриче-

ские поля сложатся и дадут максимальное значение (третья диаграмма фиг. 84,*б*). Таким образом, в момент $t = 1/4\ T$ поле в стоячей волне будет целиком электрическим. Аналогично из фиг. 84,*в* видно, что в момент времени $t = 1/2\ T$ электрическое поле вновь исчезнет и поле стоячей волны вновь становится полностью магнитным полем, но направления, обратного тому, которое имело место в момент $t = 0$. Таким же образом нетрудно найти, что в момент



1) Волна вида $H_{1,0}$ движется в волноводе вправо.

2) Волна вида $H_{1,0}$ движется в волноводе влево.

3) Результирующая стоячая волна. Магнитные поля складываются, электрические поля друг друга компенсируют. Результирующее магнитное поле усиливается, результирующее электрическое поле равно нулю.

4) Верхняя диаграмма на фигуре *а*, но сдвинутая на $1/4\lambda_в$ вправо.

5) Средняя диаграмма на фигуре *а*, но сдвинутая на $1/4\lambda_в$ влево.

6) Результирующая стоячая волна. Магнитные поля компенсируют друг друга, электрические поля складываются.

7) Верхняя диаграмма на фигуре *а*, но сдвинутая на $1/2\lambda_в$ вправо.

8) Средняя диаграмма на фигуре *а*, но сдвинутая на $1/2\lambda_в$ влево.

9) Результирующая стоячая волна. Магнитные поля складываются, электрические поля компенсируют друг друга.

Фиг. 84. Образование в волноводе стоячих волн электромагнитного поля. Петли изображают магнитные силовые линии. Кружок с точкой обозначает электрические силовые линии, направленные на читателя из-за плоскости чертежа. Кружок с крестиком обозначает электрические силовые линии, направленные от читателя (за плоскость чертежа).

$t = {}^3/_4\ T$ результирующее поле опять будет целиком электрическим, но в направлении, обратном тому, что имело место в момент $t = {}^1/_4\ T$. В момент $t = T$ результирующее поле примет конфигурацию поля на фиг. $t = 0$ (фиг. 84,*а*). В промежуточные моменты периода имеют место и магнитное и электрическое поля. Кроме того, магнитные петли и электрические силовые линии, хотя и не сохраняют в эти промежуточные моменты своих максимальных значений, но они остаются на одних и тех же местах, не перемещаясь ни вправо, ни влево, как это происходит в движущихся составляющих волнах $H_{1,0}$. Следовательно, мы получаем нормальную стоячую волну, такую же, как и в случае передающих линий, с той только разницей, что в данном случае получаются пучности и узлы не токов и напряжений, как в линиях, а пучности напряженностей соответственно магнитного и электрического полей (но, конечно, в стенках волновода имеются токи и скопления зарядов, соответствующих электрическим полям).

Отметим характерные свойства стоячей волны электромагнитного поля:

1. Конфигурации отдельно полей магнитного и электрического в точности такие же, как и в волнах составляющих.

2. В распространяющихся волнах конфигурации полей движутся вдоль оси волновода со скоростью $v_в$, но напряженнсcти этих полей при этом не изменяются; в стоячей волне конфигурация результирующего поля не перемещается, но напряженности полей изменяют гармонически свои значения между максимальными положительным и отрицательным значениями, т. е. происходят колебания полей.

3. В движущихся составляющих волнах максимальные поперечные компоненты электрического и магнитного полей совпадают (вблизи концов наибольших петель), в стоячей же волне электромагнитного поля места максимальных значений составляющих магнитного и электрического полей сдвинуты друг от друга на $^1/_4\ T$ (электрическое поле концентрируется вокруг центра магнитной петли).

4. Результирующие электрическое и магнитное поля в пределах каждой половины длины волны $\lambda_в$ колеблются в квадратуре, т. е. сдвинуты по фазе на 90° друг от друга. В каждой полуволне $\lambda_в/2$ энергия поля каждые четверть периода переходит из магнитной энергии в электрическую

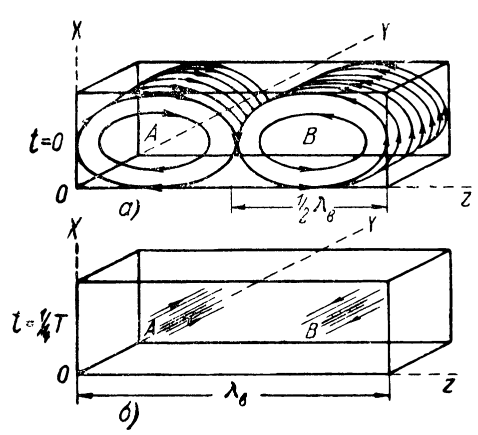
и обратно, т. е. в волноводе со стоячей волной происходят электромагнитные колебания, как и в обычном колебательном контуре.

Объемный резонатор. Итак, в волноводе можно получить стоячее электромагнитное поле. Возникает вопрос, сможет ли это поле продолжать существовать в пространстве, ограниченном со всех сторон проводящими стенками? Мы знаем, что, для того чтобы электромагнитное поле могло существовать в каком-нибудь замкнутом пространстве, должны удовлетворяться следующие условия: магнитное поле нигде не должно быть перпендикулярно к поверхности ограничивающего пространства, т. е. оно может быть только касательно в одних местах и отсутствовать вовсе в других; электрическое поле, наоборот, не может быть касательно к ограничивающей его поверхности, оно может быть перпендикулярно к ней в одних местах и отсутствовать вовсе в других местах. Обращаясь к фиг. 84, нетрудно видеть, что эти условия для стоячей волны электромагнитного поля могут быть выполнены, если в прямоугольном волноводе замыкающие его торцевые проводящие стенки расположить на расстоянии $d = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ друг от друга, где n — любое целое число. В этом случае эти замыкающие волновод стенки будут только касаться петель, но не пересекать их, т. е. необходимое условие существования в ограниченном проводящими стенками пространстве стоячей электромагнитной волны удовлетворяется. Мы получаем так называемый объемный резонатор, резонирующий только на одну определенную частоту колебаний. Распределение в случае $n = 2$, т. е. замкнутого волновода длиной в две полуволны, показано на фиг. 85: фиг. 85,*а* показывает поле в момент $t = 0$, когда оно полностью магнитное, фиг. 85,*б* иллюстрирует поле в момент $t = {}^1/_4\ T$, когда оно полностью электрическое.

Мы рассмотрели объемный резонатор, полученный из прямоугольного волновода, в котором распространялись в противоположных направлениях две одинаковые по амплитуде и длине волны $\lambda_в$ типа $H_{1,0}$. Само собой понятно, что, рассуждая аналогично предыдущему, нетрудно убедиться, что объемные резонаторы могут быть получены с колебаниями на волнах любого типа и любого вида в замкнутом объеме любой формы, если только будут соблю-

даться необходимые условия для существования в этом объеме стоячего электромагнитного поля. Объемные резонаторы некоторых употребительных форм мы рассмотрим ниже.

Добротность объемных резонаторов. Раньше мы указывали, что добротность любой цепи определяется отношением запасенной в цепи энергии к энергии, рассеиваемой этой

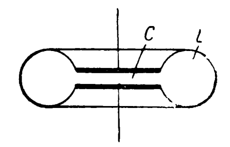


Фиг. 85. Конфигурация стоячего электромагнитного поля вида $H_{1,0}$ в прямоугольном объемном резонаторе длиной в две полуволны (поле вида $H_{1,0,2}$).

а — конфигурация поля в момент времени $t = 0$; *б* — конфигурация поля в момент времени $t = \frac{1}{4} T$.

цепью. Энергия в объемном резонаторе запасается, как мы видели, в его объеме. Потери же энергии в нем могут иметь место только в оболочке объемного резонатора, в его стенках. Непрерывные колебания энергии в объемном резонаторе вызывают в его оболочке потери, так как стенки объемного резонатора не являются идеальными проводниками. Поэтому можно с полным правом ожидать, что добротность объемного резонатора при прочих равных условиях будет пропорциональна отношению $\frac{\text{объем резонатора}}{\text{площадь поверхности резонатора}}$. Чем больше это отношение, тем больше добротность объемного резонатора. В современных типах объемных резонато-

ров добротность достигает огромных значений. Например, объемный резонатор в виде медного куба со сторонами в 5 *см* при $\lambda_в = 14{,}1$ *см* имеет Q приблизительно 23 000. При таком Q эквивалентное сопротивление такого резонатора также получается необычайно бо́льшим — порядка $8{,}1 \cdot 10^6$ *ом*. Еще больше Q у объемных резонаторов типа сосредоточенного конденсатора (фиг. 86), края которого присоединены к тороидальной (полой) индуктивности. Добротность Q этого резонатора равна 60 000, т. е. собственные колебания, начавшиеся в нем, затухнут лишь после того, как произойдет 100 000 колебаний. Такие свойства резонаторов обеспечивают условие получения мощных и стабильных колебаний при сантиметровых волнах, чего невозможно было бы получить не только с обычными контурами, но даже и с помощью передающих линий.

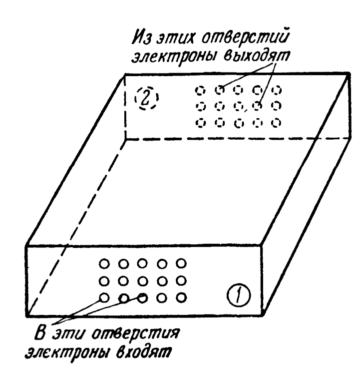


Фиг. 86. Объемный резонатор типа сосредоточенной емкости и сосредоточенной индуктивности (тороидальный тип объемного резонатора).

Возбуждение объемных резонаторов и вывод из них энергии. Естественно возникает вопрос: если объемный резонатор представляет замкнутое пространство, то каким же образом вводить в него или отбирать от него энергию?

Рассмотрим объемный резонатор на фиг. 87, который отличается от рассмотренного выше тем, что в передней и задней стенках его высверлены маленькие отверстия, чтобы можно было пропускать через резонатор пакеты электронов. Когда пакет электронов приближается к стенке *1*, то электроны в этой стенке смещаются в противоположную сторону от приближающегося к ней потока электронов. Когда этот пакет электронов проходит через отверстие в стенке самого резонатора, он индуцирует в стенке *2* положительный заряд, когда же пакет электронов оставляет резонатор через отверстия в стенке *2*, индуцированный им положительный заряд возвращается в первоначальное свое положение равновесия. Таким образом, получается импульс в одном направлении, когда пакет электронов проходит через объемный резонатор, и импульс в обратном направлении, когда индуцированный заряд возвращается в первоначальное положение. Процесс происходит аналогично качанию маятника, когда сила, его оттолкнувшая, перестает действовать и он возвращается в перво-

начальное положение равновесия. В обоих случаях получаются колебания. Если возбуждающие пакеты электронов проходят через резонатор с частотой, соответствующей резонансной частоте колебаний резонатора, то в последнем возникают устойчивые колебания зарядов, как и в обычных контурах.



Фиг. 87. Фигура, объясняющая принцип ввода в объемный резонатор и отбора из него энергии.

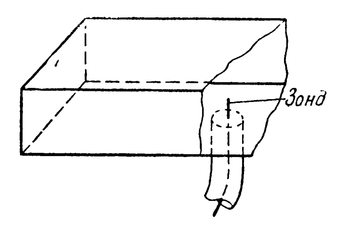
Что касается отвода энергии от резонатора, то применяемые для этого методы аналогичны применяемым для этой цели и при низких частотах. Емкостная связь для отбора мощности из резонатора осуществляется с помощью зонда (пробника), представляющего собой, например, небольшой выступ внутреннего проводника концентрического кабеля, входящий внутрь объемного резонатора (фиг. 88). Колебания электрического поля внутри резонатора возбуждают в зонде э. д. с., которая будет передавать энергию поля по кабелю к соответствующему волноводу или антенне, подключенным к другому концу кабеля. Мы уже указывали на такой способ передачи энергии от уловителя к модулирующим сеткам в клистроне. Чтобы менять величину связи зонда с электрическим полем в объемном резонаторе, вдоль объемного резонатора можно сделать узкую щель, передвигать по ней зонд и помещать его в точках, где электрическое поле резонатора обладает различной интенсивностью, и тем самым регулировать отбираемую от резонатора мощность.

Другой метод отбора мощности от объемного резонатора использует магнитную связь, аналогичную магнитной связи между обычными катушками. Для осуществления такой связи применяется виток в виде петли, которая помещается так, чтобы ее плоскость пересекала магнитное поле объемного резонатора. Передвигая эту петлю по резонатору, можно установить необходимую величину связи ее с магнитным полем и тем самым регулировать отбор мощности от объем-

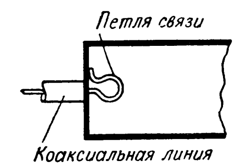
ного резонатора. Общий вид такого устройства показан на фиг. 89.

Теория работы объемных резонаторов была впервые разработана советским ученым П. С. Нейманом.

Клистронный и магнетронный генераторы. Мы указывали выше, что форма объемных резонаторов может быть любой. Та или иная конструкция объемного резонатора определяется теми задачами, которые данный резонатор должен



Фиг. 88. Принцип использования зонда для отбора мощности из объемного резонатора (емкостная связь).



Фиг. 89. Принцип использования петли (витка связи) для отбора мощности из объемного резонатора (магнитная связь).

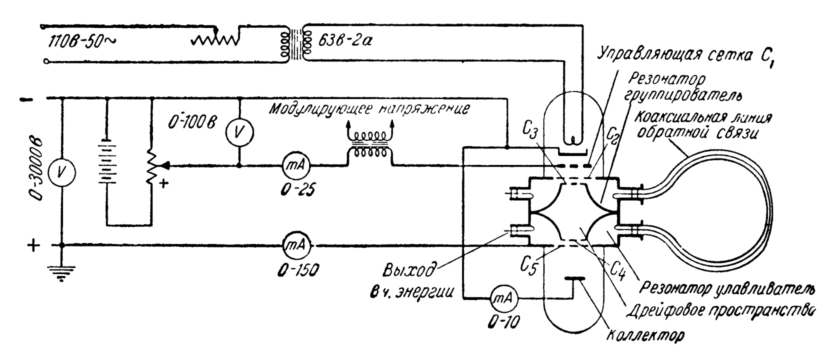
разрешать. В качестве примеров широко применяемых конструкций объемных резонаторов укажем на две формы резонаторов, одна из которых применяется в клистронных генераторах и другая — в магнетронных генераторах.

Разобранная в гл. 4 принципиальная схема работы клистронного генератора практически принимает вид, изображенный на фиг. 90.

Центральные сечения резонатора *1* и *2*, как видно из чертежа, значительно сужены, что обеспечивает малое время пролета электронов между сетками $C_2 - C_3$ и $C_4 - C_5$. Такая конструкция объемных резонаторов меняет только их резонансную частоту, не внося, по существу никаких изменений в работу объемного резонатора, но в то же время она обеспечивает необходимые условия работы клистронного генератора.

Кстати заметим, что такая схема клистронного генератора не совсем удовлетворительна с точки зрения стабильности колебаний. Последняя требует, чтобы оба резонатора — модулирующий и улавливающий — были всегда настроены на одну и ту же частоту. Однако, это условие ча-

сто нарушается при работе клистрона вследствие, например, неравномерного нагрева частей обоих резонаторов, а следовательно, неодинакового изменения их объемов. Поэтому русским физиком Коваленко была предложена более рациональная схема клистронного генератора, использующая один и тот же резонатор в качестве и модулирующего и резони-



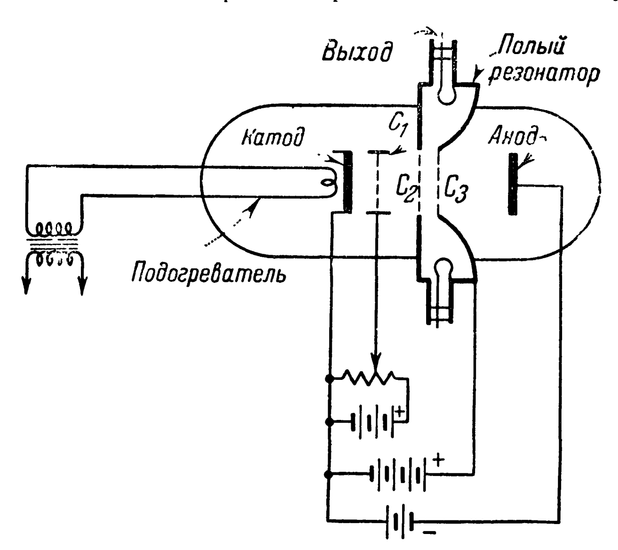
Фиг. 90. Одна из практических схем клистронного генератора.

рующего (фиг. 91). Принцип работы такого клистрона состоит в следующем. Электроны, как обычно, модулируются по скорости между сетками $C_2 - C_3$ и затем направляются к аноду. Но так как последний имеет отрицательный потенциал относительно катода, то электроны им замедляются и отражаются обратно к сеткам $C_2 - C_3$, т. е. в резонатор. Если подобрать условия обратного движения электронов так, чтобы они проходили через резонатор, когда в нем имеет место тормозящее поле, то они будут отдавать резонатору свою энергию. Количество энергии, отдаваемой резонатору электронами, может быть бо́льшим, чем затраченное на модуляцию, так как электроны возвращаются к резонатору уже сгруппированными в пакеты, т. е. модулированными по плотности. Усиленные импульсы, действующие на резонатор, вызовут соответствующие колебания в клистроне. В такой схеме не может быть расстройки между модулирующим и резонирующим резонаторами.

По принципу своей работы такой клистрон получил название отражательного клистрона.

При рассмотрении магнетронов мы указывали, что для увеличения мощности колебаний магнетрона нужно анод разбить на ряд секторов, между зазорами которых должны

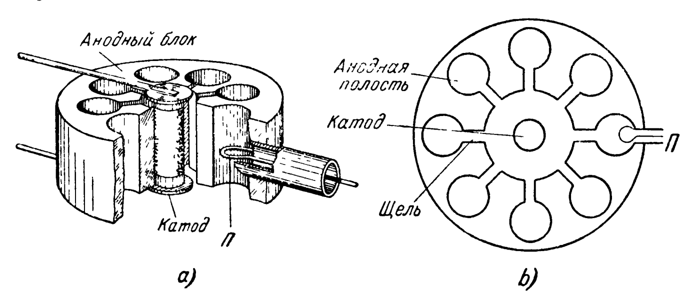
быть подключены соответствующие колебательные цепи. В качестве таких колебательных контуров также используются объемные резонаторы, число которых в данном магнетроне должно быть всегда четным. Одна из конструкций современного магнетронного генератора, впервые предложенная Д. Е. Маляровым и Н. Ф. Алексеевым, показана на фиг. 92. Она представляет собой массивную медную болванку, в которой высверлены цилиндрические отверстия, служащие объемными резонаторами. Эти объемные резона-



Фиг. 91. Схема отражательного клистрона.

торы имеют щели, благодаря которым они возбуждаются, как описано в гл. 4. Катод помещен в центре корпуса магнетрона. С торцов магнетрон заканчивается медными крышками и из одного из резонаторов отбирается энергия при помощи петли П. Может показаться на первый взгляд странной такая конструкция анодного блока, почему здесь не получается короткого замыкания между отдельными резонаторами, поскольку все они высверлены в одной медной болванке. Это объясняется тем, что при УВЧ ток распределяется, как известно, только по поверхности проводника и тем ближе к ней, чем больше частота этого тока. Следовательно, контуры резонаторов в блоке магнетрона состав-

лены как бы из тонкой проводящей пленки меди[1] на внутренней поверхности цилиндрического отверстия, а весь остальной объем меди является для УВЧ практически изолятором. В то же время массивность анодного блока допускает рассеяние больших мощностей на нем и охлаждение



Фиг. 92. Устройство современных мощных магнетронов.
а — общий вид анодного блока магнетрона; *б* — поперечное сечение, перпендикулярное к оси катода.

водой, что позволяет подводить к магнетрону большие мощности постоянного тока, а следовательно, получить и большие мощности УВЧ.

На этом мы заканчиваем краткое введение в технику УВЧ, с самой же техникой УВЧ читатель должен знакомиться в других книгах, посвященных именно этому вопросу.

---

[1] Эти проводящие пленки играют роль витков индуктивностей, образующих колебательные контуры, емкостью которых являются емкости щелей в блоке.

ОТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

В книге И. М. Бардаха и Л. В. Троицкого „Любительские телевизоры“ неправильно указан номер выпуска. Вместо „Выпуск 90“ следует читать „Выпуск 92“.

9. Каждая среда, находясь в колебательном состоянии, т. е. в момент прохождения через нее волны, обладает запасом энергии. Поэтому по закону сохранения энергии она должна оказывать известное сопротивление на вхождение в нее волны извне. Входное сопротивление нити (струны) равно: $R_{вх} = v \cdot m$, где v — скорость движения волны; m — погонная масса. Входное сопротивление электрической линии: $R_{вх} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$, где L_0 и C_0 — погонные константы. $R_{вх}$ — пространства для звуковых колебаний: $R_{вх} = v\delta$, например, для воздуха при $T = 20°$ C $R_{вх} = 42$ единицам; для морской волны $R_{вх} = 166\,000$ единиц. Для электромагнитной волны $R_{вх} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377$ *ом*. При этом $R_{вх} \cdot \sqrt{\varepsilon_0} =$ константе.

10. Если две среды обладают одинаковыми $R_{вх}$, волна из одной среды в другую проходит без отражения. В противном случае происходит отражение волны. Коэффициент отражения равен $k = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$. Отраженная волна движется в обратном направлении. Ее амплитуда равна: $A_{обр} = kA$, где A — амплитуда волны, падающей нормально на плоскость раздела двух сред.

11. При нормальном падении волн на плоскость раздела последняя должна быть отшлифована или отполирована так, чтобы искажения волны были меньше $^1/_{10}$ — $^1/_{12}$ ее длины. При скользящем же падении волны такой обработки поверхности не требуется. Шероховатое зеркало отражает сначала (при малом угле между лучом и нормалью к поверхности зеркала) длинные лучи, а по мере увеличения угла будут отражаться лучи все с меньшей и меньшей длиной волны. При углах, близких к прямому — при скользящем падении, — будут отражаться даже лучи со столь малой длиной волны, как лучи рентгеновские ($\lambda \approx 1$ Å).

12. Отражение волн использовано для устройства эхолота (акустические волны) и радиолокатора (электромагнитные волны). Первый может проникать сквозь морские пучины и исследовать дно, второй — при благоприятных условиях — может „видеть" за несколько тысяч километров (~2 500 *км*).

13. Энергия, несомая волнами, пропорциональна квадрату их амплитуды. Наиболее мощный источник энергии — электромагнитное излучение солнца. В среднем на каждый квадратный метр поверхности земли падает ~ 2 *квт* (0,2 *вт/см*^{2}). Другие энергетические волновые движения — это морские волны. При высоте волны в 1 *м* (амплитуда 0,5 *м*) они несут с собой энергию 18 000 *квт* на каждый километр, перпендикулярный к их движению. Энергия при катастрофических землетрясениях, уносимая волнами, колоссальна и достигает величины в 10^{25} *эрг*, что соответствует энергии, выработанной электроцентралью мощностью в 100 000 *квт* при непрывной работе в течение 325 лет. Энергия волн, необходимая для работы наших органов чувств — глаза и уха, — очень мала. Минимум — порог слышимости — соответствует 10^{-16} *вт/см*^{2}, а максимум — болевое ощущение — $2{,}5 \cdot 10^{-3}$ *вт/см*^{2}.

Цена 3 р. 60 к.